SÉRIE A, N° 4441
N° D'ORDRE :
5289

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges GRANER

PREMIÈRE THÈSE

Etude et mise au point d'un spectromètre interférentiel à très haute résolution pour les spectres d'absorption dans l'infrarouge proche

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 31 mars 1965 devant la Commission d'examen

M^lle^	Y. CAUCHOIS	Président
MM.	P. JACQUINOT P. BARCHEWITZ R. CHABBAL P. CONNES	Examinateurs

SÉRIE A, N° 4441
N° D'ORDRE :
5289

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges GRANER

PREMIÈRE THÈSE

Etude et mise au point d'un spectromètre interférentiel à très haute résolution pour les spectres d'absorption dans l'infrarouge proche

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 31 mars 1965 devant la Commission d'examen

M^lle^	Y. CAUCHOIS	Président
MM.	P. JACQUINOT P. BARCHEWITZ R. CHABBAL P. CONNES	Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen . . . M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith.& Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ & struc
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo.compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie ayatématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo.& cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim.(Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho.physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général . . . R. POULAIN

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

INTRODUCTION

Quelle que soit l'information particulière que le spectroscopiste demande à l'infrarouge, il exigera de ses appareils ces deux qualités souvent contradictoires : luminosité et résolution. En effet, le phénomène intéressant n'est presque jamais une forte bande large et isolée mais au contraire une petite bande presque noyée dans le bruit de fond - d'où le besoin de luminosité - ou une raie presque confondue avec une autre - d'où le besoin de résolution. Ces deux notions sont d'ailleurs si intimement liées qu'on ne peut guère définir de critère de résolution valable sans préciser quelle est la valeur relative du bruit par rapport au signal. Remarquons de plus que, même lorsqu'il étudie une bande isolée, de largeur "naturelle" considérable, le spectroscopiste désire en connaître la forme avec beaucoup de précision pour la comparer aux prévisions théoriques ou déterminer ses déformations en fonction de différents paramètres.

Dans le domaine particulier auquel nous nous intéressons, à savoir l'Infrarouge proche (3 000 à 7 000 cm^{-1} environ), des progrès importants ont été réalisés depuis vingt ans par l'utilisation de grands réseaux associés à des cellules photorésistantes. Toutefois, cette technique semble actuellement plafonner aux environs d'un intervalle spectral résolu $\delta\sigma$ de l'ordre de 0,06 cm^{-1}. Pourtant, la largeur des réseaux a été portée à 200 puis à 250 mm ; on a utilisé des techniques de double passage sur le réseau qui devraient, en théorie, doubler la résolution ; enfin, l'utilisation de spectrographes de grandes dimensions - 6 et même 10 mètres de focale - permet de diminuer les aberrations dues aux miroirs.

Malgré tout, la résolution réelle ne dépasse guère 50 % de sa valeur théorique [54] [4] [52] car on est obligé, pour obtenir un rapport signal/bruit suffisant, d'ouvrir assez grandes les fentes d'entrée et de sortie, dont la largeur fixe alors la résolution réelle. Il est vraisemblable qu'on pourra, dans l'avenir, se rapprocher de la valeur théorique, grâce à une augmentation de l'efficacité lumineuse des réseaux [65], et une amélioration des détecteurs ou des sources, de même qu'on pourra tracer des réseaux plus grands, mais ces progrès seront certainement très lents.

Par contre, l'interféromètre de Perot-Fabry (P. F.) permet d'obtenir des résolutions très élevées, en principe illimitées, puisqu'il suffit d'augmenter la distance entre les deux lames pour faire croître la résolution. Comme de plus, sa luminosité est considérable, on comprend l'intérêt qu'a éveillé sa "redécouverte" récente (cf. en particulier [43] [44] [19]).

Ces qualités sont partiellement contrebalancées par l'existence de nombreux ordres voisins, qui exige en général l'utilisation de prémonochromateurs. Nous verrons plus loin que cette obligation n'est pas trop gênante en spectroscopie d'émission, ce qui a permis à cette technique de prendre un certain essor : en particulier, au laboratoire du Professeur Jacquinot, plusieurs appareils sont en utilisation, tant dans le visible que dans le proche infrarouge ; ils permettent - lorsque la largeur propre des raies d'émission n'est pas trop grande - de descendre à $\delta\sigma = 0,008$ cm^{-1}. [19] [20] .

Par contre, en spectroscopie d'absorption, nous montrerons que la nécessité d'isoler un seul ordre est beaucoup plus stricte et conduit à utiliser, comme prémonochromateurs, les spectromètres à réseau décrits plus haut : dans ces conditions, la luminosité de l'ensemble devient très faible et l'amélioration apportée par l'usage du P. F. est assez décevante. Rappelons toutefois qu'une autre méthode d'isolement des ordres est possible : celle qui consiste à utiliser une chaîne de 2 ou 3 P. F. , précédés, si nécessaire, par un prémonochromateur de faible résolvance. [19] [50].

Dans ces conditions, il est apparu logique d'essayer d'utiliser comme prémonochromateur un spectromètre du type S. I. S. A. M. , qui avait fait l'objet de la thèse de P. Connes et qui présentait des qualités d'étendue et de luminosité considérablement meilleures que les spectromètres à réseau de résolution comparable [22] [23] et qui, en outre, avait la propriété de posséder une symétrie de révolution, comme le P. F. , et contrairement aux spectromètres classiques.

La remarque qui précède a été faite dès la naissance du Sisam [19] [22] : comme, de plus, l'utilisation du Sisam est surtout intéressante en infrarouge, une fructueuse collaboration s'est engagée, à ce sujet, entre le laboratoire Aimé Cotton et le Laboratoire d'Infrarouge de la Faculté des Sciences de Paris, à Orsay. La présente étude est le résultat de cette collaboration.

Un nouveau Sisam a été conçu et réalisé par P. Connes, en tenant compte de l'expérience acquise pendant sa thèse. Nous nous sommes chargé de son réglage, de son perfectionnement, et de la réalisation des équipements annexes. Ensuite, une fois acquise la maîtrise de cet appareil, nous l'avons mis en série avec un P.F. spécialement réalisé sur les schémas de R. Chabbal et P. Jacquinot [21], et nous avons réalisé la synchronisation du balayage de fréquences dans ces deux appareils.

Dans une première partie, nous traiterons du Sisam seul :

Nous rappellerons d'abord (Chap. I) quelques-unes des propriétés théoriques du Sisam, en insistant sur des points qui nous semblent importants, ou insuffisamment mis en évidence.

Ensuite, nous décrirons la partie optique de notre appareil (Chap. II) et ses parties mécaniques, en discutant les différents réglages nécessaires (Chap. III). Dans le Chap. IV figurent les matériels électroniques utilisés, dont certains ont été réalisés spécialement pour cette étude.

Enfin, nous résumerons dans le chapitre V les résultats obtenus avec le Sisam, en donnant quelques spectres caractéristiques et en discutant les qualités et les défauts de notre appareil.

Dans la seconde partie, nous traiterons du P.F., de son utilisation en spectroscopie d'absorption et de son association avec le Sisam :

Le Chapitre VI permet de connaître les problèmes qui se posent et les solutions que d'autres chercheurs ont pu y apporter. Puis nous décrirons nos propres réalisations (Chap. VII) et les résultats obtenus avec l'ensemble Sisam-P.F. (Chap. VIII).

Enfin, dans un dernier chapitre (IX), nous montrerons quels sont les problèmes encore en suspens et quels sont les perfectionnements qu'il serait intéressant d'apporter à notre appareillage.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Infrarouge - Chimie-Physique - à Orsay, sous la direction de Monsieur le Professeur P. BARCHEWITZ. Je le prie de trouver ici l'expression de ma très vive gratitude pour l'aide matérielle et morale dont il m'a fait bénéficier et les conseils précieux qu'il m'a prodigués.

Je tiens à exprimer mes respectueux remerciements à Mademoiselle le Professeur Y. CAUCHOIS pour l'intérêt bienveillant qu'elle m'a toujours témoigné et pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse.

Monsieur le Professeur P. JACQUINOT, Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique, m'a permis, à plus d'une reprise, de venir travailler dans son laboratoire, et m'a toujours conseillé avec bienveillance. Je suis heureux de lui exprimer ici ma gratitude et de le remercier d'avoir accepté, malgré ses nombreuses obligations, de faire partie de ce jury.

Monsieur le Professeur A. MARECHAL, mon parrain de thèse au C.N.R.S., voudra bien accepter ici mes remerciements pour son soutien et ses conseils.

J'ai toujours trouvé auprès de Monsieur le Professeur R. CHABBAL un accueil sympathique et, en particulier au cours de la rédaction de cette thèse, des conseils très utiles ; de plus, ses idées ont joué un grand rôle dans la seconde partie de ce travail ; je le prie de croire à mes sentiments de réelle gratitude.

Je me dois de témoigner ici que ce travail n'aurait pas pu être effectué si Monsieur P. CONNES, Maître de Recherches, n'en avait pris l'initiative et s'il ne m'avait aidé pour sa réalisation : qu'il croie à ma sincère reconnaissance.

Mes remerciements vont également à Monsieur F. LEGAY, Maître de Recherches, pour son assistance efficace et pour les discussions cordiales et fructueuses que nous eûmes ensemble.

Enfin, que soient remerciés ici tous mes camarades chercheurs - en particulier Mademoiselle C. ROSSETTI, Chef de travaux au laboratoire - et techniciens - en particulier Mademoiselle G. HUET, qui s'est chargée de dessiner les figures de cette thèse - non seulement pour l'aide quotidienne qu'ils m'ont donnée mais aussi pour l'ambiance chaude et sympathique qu'ils ont su apporter dans le laboratoire.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I

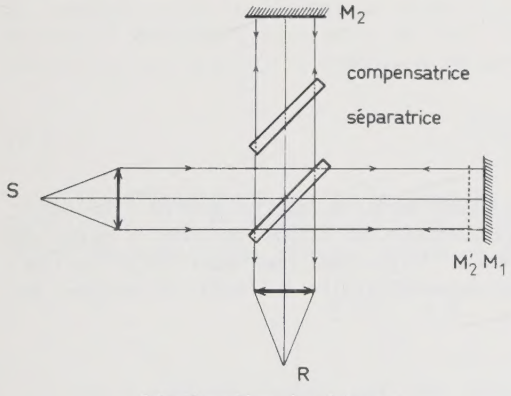
LE S.I.S.A.M. : PRINCIPE

Le principe du Spectromètre Interférentiel à Sélection par l'Amplitude de Modulation (S.I.S.A.M.) a été clairement exposé dans la thèse de P. Connes [22]. Nous serons donc très bref dans son exposé, nous contentant d'insister sur certains points très importants.

Comme un Sisam s'obtient en remplaçant les miroirs d'un interféromètre de Michelson par des disperseurs, qui sont ici des réseaux, nous rappellerons d'abord sommairement quelques propriétés de cet interféromètre.

1-1 - PROPRIETES DE L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON

Soit un interféromètre de Michelson (fig. 1) éclairé en lumière monochromatique parallèle par une source ponctuelle de lumière. Il sera dit "bien réglé" si l'un des miroirs M_1 est parallèle à l'image M'_2 de l'autre donnée par la séparatrice. Dans ce cas, il est bien connu [14] que l'on observe une teinte plate qui est brillante, obscure ou "grise" suivant la différence de chemin optique entre les deux bras.



Interféromètre de Michelson

Fig. 1

Au contraire, s'il est "mal réglé", c'est-à-dire si M_1 et M'_2 forment un prisme d'angle A, on pourra observer des franges de coin d'air, localisées sur la surface des miroirs, rectilignes et parallèles à l'arête du prisme. L'interfrange vaut $\lambda/2A$ où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée. Si L est la dimension des miroirs *dans la direction perpendiculaire à l'arête du prisme*, le nombre de franges observables est $2AL/\lambda$.

Supposons maintenant que nous recueillions sur un récepteur la totalité du flux lumineux sortant de l'interféromètre. Calculons sa valeur.

Considérons un rayon d'intensité I_o tombant en un point de la séparatrice tel que les deux rayons auxquels il donne naissance présentent une différence de marche δ, donc un déphasage $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$. L'intensité résultant de l'interférence vaut, pour ce rayon

$$I = I_o \cos^2(\varphi/2)$$

Si L est la dimension du miroir, l'énergie totale recueillie par le récepteur vaudra :

$$E = \int_L I_o \cos^2(\varphi/2)\, dx \qquad (I\text{-}1)$$

Appelons φ_1 et φ_2 les déphasages correspondant aux deux extrémités du miroir. On a une variation linéaire de la différence de marche le long du miroir d'où :

$$d\varphi/dx = (\varphi_2 - \varphi_1)/L$$

soit :
$$E = \frac{I_o L}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos^2(\varphi/2)\, d\varphi \qquad (I\text{-}2)$$

$$E = \frac{I_o L}{2\varphi_o} [\varphi + \sin\varphi]_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

$$E = \frac{I_o L}{2\varphi_o} \left(\varphi_o + 2\cos\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \cdot \sin\frac{\varphi_o}{2}\right) \qquad (I\text{-}3)$$

en posant $\varphi_o = \varphi_2 - \varphi_1$.

Supposons maintenant que l'on fasse varier le déphasage φ de la même quantité pour tous les points du miroir. Qualitativement, il est facile de voir ce qui va se passer : le brillant sera progressivement remplacé par du "gris" puis par de l'obscur. Si le Michelson est "bien réglé", l'énergie reçue va passer de 100 % à 0 puis de nouveau à 100 %. Au contraire, s'il est mal réglé, les franges obscures deviendront brillantes et vice versa : la variation de l'énergie reçue par l'enregistreur sera moindre.

Effectivement, si φ_1 et φ_2 varient simultanément, leur différence φ_o restant fixe, l'équation (I-3) montre que l'énergie reçue passera par des maxima et des minima donnés par

$$\cos\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} = \pm 1.$$

La différence $E_{MAX} - E_{MIN}$ représente l'amplitude de modulation. On obtient :

$$E_{MAX} - E_{MIN} = I_o L \sin(\varphi_o/2)/(\varphi_o/2) \qquad (I\text{-}4)$$

Exprimons φ_o en fonction des caractéristiques du prisme ; on a vu qu'il y avait en tout $2AL/\lambda$ franges observables ; chacune d'elles correspond à une variation de φ de 2π. D'où la variation totale :

$$\varphi_o = 4\pi AL/\lambda$$

ce qui donne pour l'amplitude de modulation :

$$\alpha = \frac{I_o \cdot L \cdot \sin(2\pi AL/\lambda)}{2\pi AL/\lambda} \qquad (I\text{-}5)$$

Cette formule, de la forme $\sin x/x$, joue un rôle important dans ce qui va suivre. En effet, selon la direction de l'arête du prisme, elle conduira à la formule du Sisam ou bien à celle qui donne l'influence d'un déréglage de la séparatrice ou des réseaux. Rappelons que dans tous les cas, L représente la dimension des "miroirs" *dans la direction perpendiculaire à l'arête du prisme*, dimension vue dans la direction des rayons incidents.

1-2 - S.I.S.A.M. THEORIQUE

Il se déduit de l'interféromètre précédent en remplaçant les deux miroirs par deux disperseurs disposés de telle sorte que leurs dispersions soient de même direction mais de sens opposés (fig. 2). P. Connes [22] a montré que différents types de disperseurs pouvaient être utilisés et a fait la théorie dans le cas général. En fait, nous nous limiterons au cas où les deux disperseurs sont des réseaux.

De plus, la variation de différence de marche, dont nous avions parlé précédemment, est rendue linéaire en fonction du temps, c'est-à-dire qu'en chaque point de la séparatrice, on a :

$$\delta = v.t \qquad (I\text{-}6)$$

d'où :
$$\varphi = 2\pi.v.t/\lambda \qquad (I\text{-}7)$$

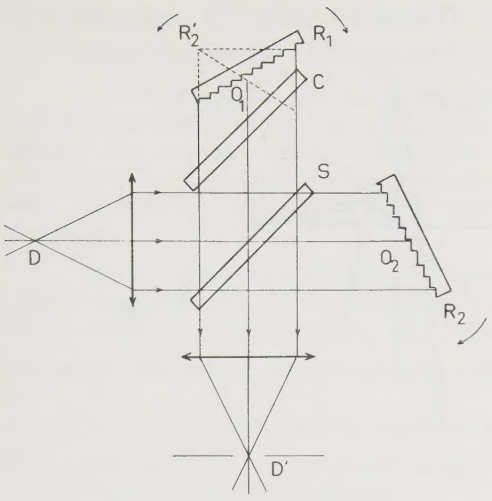


Fig. 2

L'intensité en un point valant $I_o \cos^2(\varphi/2) = \frac{1}{2} I_o(1+\cos\varphi) = \frac{1}{2} I_o(1 + \cos(2\pi vt/\lambda))$, on constate que le signal présente une partie modulée de fréquence

$$N = v/\lambda = v.\sigma = (v/c).\nu \qquad (I\text{-}8)$$

où σ est le nombre d'ondes (en cm^{-1}) et ν la fréquence (en Hertz). Sous la dernière forme, on voit qu'on a une démultiplication de fréquence dans le rapport v/c, qui est bien sûr très petit, de l'ordre de 10^{-12}.

Revenons sur le rôle des réseaux. Soit i l'angle sous lequel ils sont frappés par la lumière : la source étant ponctuelle, i a la même valeur pour tous les rayons. De plus i est le même pour les deux réseaux. Le rayon diffracté l'est suivant l'angle i' donné par la relation(1) :

$$\sin i + \sin i' = k\,\lambda/a = k/a\sigma \qquad (I\text{-}9)$$

où k est l'ordre utilisé et a l'intervalle entre traits du réseau.

Il y a une longueur d'onde particulière λ_1 correspondant à l'égalité i = i' c'est-à-dire au retour du rayon lumineux sur lui-même ; du moins y en a-t-il une pour chaque valeur de k, mais cette restriction n'est pas ici gênante, car k est toujours très petit et en outre la séparation des ordres est encore plus aisée sur un Sisam que sur un spectromètre à réseau classique [22]. Pour une longueur d'onde voisine de λ_1, la variation de i' s'obtient en différentiant (I-9) :

$$\cos i' \,.\, di' = (k/a)\, d\lambda \qquad (I\text{-}10)$$

soit :

$$di' = (k/a\,.\,\cos i')\, d\lambda \qquad (I\text{-}11)$$

ce qui veut dire que pour $\lambda = \lambda_1 + d\lambda$, les deux rayons diffractés feront des angles de $\pm di'$ avec le rayon correspondant à λ_1, c'est-à-dire de 2 di' entre eux. Pour obtenir le même résultat, il faudrait avec un Michelson ordinaire tourner l'un des miroirs de di' (fig. 3). L'angle A précédemment considéré vaut donc di' ici. Par suite, on obtient pour le taux de modulation (§ 1-1) la valeur $I_o \,.\, L \,.\, \sin v/v$ à condition de poser

$$v = \frac{2\pi k L(\lambda - \lambda_1)}{a.\cos i'.\lambda} = \frac{2\pi k L(\sigma - \sigma_1)}{a.\cos i'.\sigma} \qquad (I\text{-}12)$$

Rappelons que L est la largeur du réseau vue de la direction des rayons émergents, c'est-à-dire $L = W.\cos i'$. Comme $W/a = \mathcal{N}$, nombre total de traits du réseau, et que le pouvoir de résolution théorique d'un réseau vaut $R_o = \sigma/\delta\sigma_o = k\mathcal{N}$, on voit que v s'écrit :

$$v = \frac{2\pi(\sigma - \sigma_1)}{\delta\sigma_o} = 2\pi\sigma' \qquad \text{en posant} \qquad \sigma' = \frac{\sigma - \sigma_1}{\delta\sigma_o} \qquad (I\text{-}13)$$

On a retrouvé ainsi, par une autre voie, la formule qui figure dans la référence [22].

1-3 - PIEDS DE LA FONCTION D'APPAREIL ET APODISATION

La fonction d'appareil que nous venons de calculer soit :

$$H(\sigma') = \frac{\sin 2\pi\sigma'}{2\pi\sigma'} \qquad (I\text{-}14)$$

---

(1) Dans cette relation nous ne faisons pas intervenir l'indice n du milieu, qui n'a ici aucune importance. Il faudra en tenir compte au paragraphe 8.1.

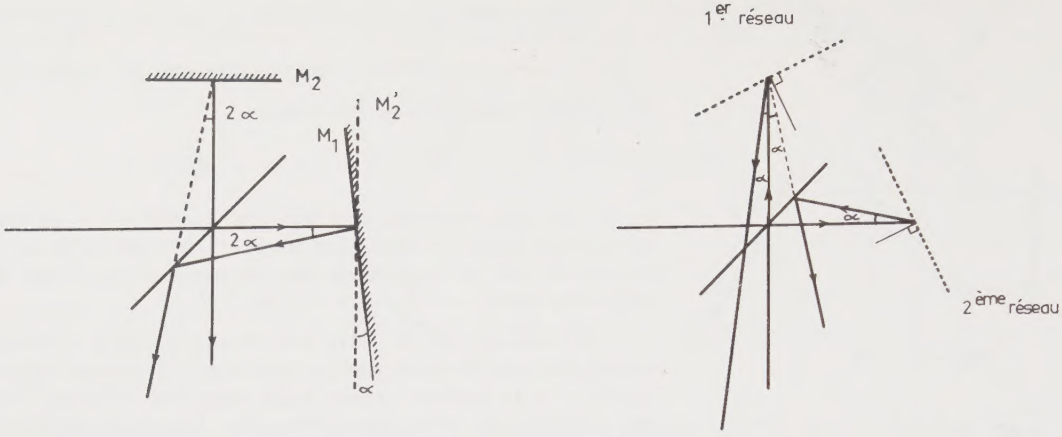


Fig. 3

présente la propriété de s'annuler pour $\sigma' = \frac{1}{2}$, 1, $\frac{3}{2}$ ... et d'être négative pour $\frac{1}{2} < \sigma' < 1$, pour $\frac{3}{2} < \sigma' < 2$ etc.. Que signifient ces pieds négatifs, assez étranges a priori pour une fonction d'appareil instrumentale ?

Supposons l'appareil réglé pour la fréquence σ_1 et admettons que $\delta = 0$ au temps $t = 0$. A cet instant, l'énergie correspondant à σ_1 vaut I_o : on a, sur la totalité du champ observé, la teinte plate brillante pour cette fréquence. Pour une fréquence voisine ($\sigma' \simeq 0$), l'énergie vaut un peu moins de I_o : on a un peu de "gris", à cause de la dispersion des réseaux. Pour $\sigma' = \frac{1}{2}$, on a $\frac{1}{2} I_o$ c'est-à-dire autant de "brillant" que d'"obscur". Enfin pour $\frac{1}{2} < \sigma' < 1$, il y a, dans le champ observé plus d'"obscur" que de "brillant" et l'énergie est inférieure à $0,5\ I_o$.

Si maintenant t augmente, donc δ croît simultanément pour toutes les fréquences, le "brillant" est remplacé par de l'"obscur". Les fréquences avec $\sigma' < \frac{1}{2}$ voient leur énergie décroître, celles avec $\frac{1}{2} < \sigma' < 1$ leur énergie croître, du moins au début. La variation de l'énergie en fonction du temps est indiquée par la figure 4 : comme on n'utilise que la partie modulée de l'énergie, on voit que le signal pour $\frac{1}{2} < \sigma' < 1$ est en déphasage de π sur celui qui correspond à $\sigma' = 0$. Comment cela va-t-il se traduire sur le spectre enregistré ?

Il faut soigneusement distinguer deux cas : le cas où l'amplificateur utilisé est à détection simple et celui où il est à détection synchrone. Dans les deux cas, les récepteurs sont sensibles, évidemment, uniquement à l'énergie, et, compte tenu de l'amplificateur, uniquement à l'énergie modulée.

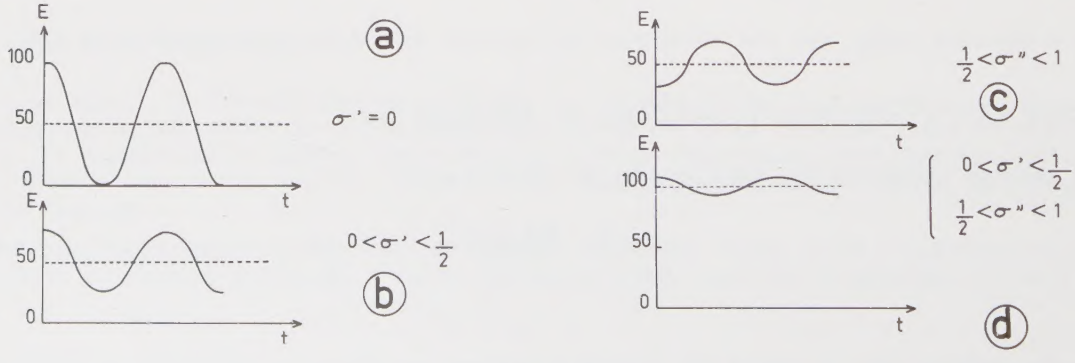


Fig. 4

Premier cas : Détection simple.

Nous étudierons trois hypothèses, dans l'ordre de complexité croissante :

1/ On n'envoie sur le spectrographe qu'une seule raie, parfaitement monochromatique et on fait tourner les réseaux, ou, ce qui est équivalent, on fait varier la fréquence de la raie, en maintenant les réseaux fixes. Dans cette hypothèse, quelle que soit la fréquence de la raie, l'énergie reçue par le récepteur est positive et sa composante modulée a une amplitude positive. Autrement dit, la fonction d'appareil qu'on obtient par ce procédé vaut $|\sin 2\pi\sigma'/2\pi\sigma'|$ et n'a pas de pieds négatifs.

2/ On envoie simultanément deux raies monochromatiques de même intensité, de fréquences réduites σ' et σ''. Les énergies reçues s'ajoutent et leurs parties modulées s'ajoutent, soit $H(\sigma') + H(\sigma'')$, chacune avec son signe (fig. 4d). Finalement, on détectera la valeur absolue de la quantité précédente. En particulier, si, pour une certaine position des réseaux, on a $0 < \sigma' < \frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2} < \sigma'' < 1$, les deux signaux modulés seront déphasés de π et se retrancheront donc. Il en résulte que, dès qu'il y a plus d'une seule fréquence dans la source lumineuse, il faut admettre que *les pieds négatifs existent vraiment.*

3/ Si la source a une répartition spectrale $B(\sigma')$, le signal enregistré sera proportionnel, pour une certaine position des réseaux ($\sigma' = 0$ par définition), à la quantité :

$$\left| \int B(\sigma') \, . \, H(\sigma') \, . \, d\sigma' \right|$$

Deuxième cas : Détection synchrone.

Dans ce cas, on le sait, on utilise un signal de référence qui a la même fréquence que le signal principal et une phase invariable ; le signal enregistré est positif ou négatif selon que le signal principal est en phase ou en opposition de phase avec la référence.

Il en résulte qu'on obtiendra des pieds négatifs, même avec une raie monochromatique, et, a fortiori avec un spectre plus complexe.

Dans ce deuxième cas, la situation est relativement simple : $H(\sigma')$, avec son signe, représente parfaitement la fonction d'appareil qu'on obtiendra dans l'enregistrement.

Dans l'un et l'autre cas, la forme de la fonction d'appareil apparaît assez gênante, surtout dans le cas des spectres d'absorption, où le spectre est souvent très dense, ceci d'autant plus que le premier pied vaut 0,217 du maximum principal, valeur difficilement acceptable.

Il apparaît donc souhaitable "d'apodiser" la fonction d'appareil, pour réduire ces pieds parasites.

P. Connes a montré qu'une manière simple de le faire était de diaphragmer les réseaux, ou, ce qui revient au même la séparatrice, par un diaphragme losange (cf. réf. [22] § II-3-2). Dans ce cas, $H(\sigma')$ précédemment cité est remplacé par

$$H_o(\sigma') = \left(\frac{\sin \pi \sigma'}{\pi \sigma'}\right)^2 \qquad (I\text{-}15)$$

qui n'a plus que des pieds positifs dont le plus grand vaut 0,047. De plus, ceci se traduit par un certain élargissement de la fonction d'appareil, que nous étudierons au paragraphe 1-5-2.

Ultérieurement, on s'est rendu compte que lorsque le Sisam était utilisé, non pas avec une source ponctuelle ou un diaphragme de diamètre nul, mais avec une source étendue et un diaphragme de diamètre fini, la fonction d'appareil résultante était partiellement apodisée, d'autant mieux que le trou est plus grand (cf. § 1-5-1).

Le Sisam que nous avons mis au point a, lui, été conçu dès le départ avec une séparatrice et une compensatrice en forme de losange. Nous n'avons pas cru devoir, dans une première étape, faire les modifications profondes qu'entraînerait l'utilisation de lames rectangulaires au lieu de rhomboïdales. Ceci se justifie d'autant plus que, comme nous le verrons au § 6-5-3, l'utilisation d'un Perot-Fabry à la suite du Sisam nous obligeait à réduire considérablement, dans un rapport de l'ordre de 5 ou 6, le diaphragme de sortie du Sisam. Dans ces conditions, l'effet d'apodisation par la fonction "diaphragme" aurait été insuffisant.

1-4 - UTILISATION D'UNE SOURCE ETENDUE : DIAPHRAGME

Les considérations précédentes ne s'appliquaient qu'à un Sisam éclairé par une source ponctuelle. Dans la pratique, il est nécessaire d'utiliser une source de dimension finie, c'est-à-dire d'admettre des rayons faisant un certain angle avec les rayons principaux.

1-4-1. Cas général.

Le calcul a été fait par Connes ([22] § II-3-3) dans le cas le plus général, celui où les disperseurs sont quelconques. Il a calculé comment variait la différence de marche entre les deux rayons diffractés provenant d'un même rayon incident, en fonction de l'inclinaison de ce rayon incident par rapport aux rayons principaux.

En écrivant que la valeur de cette différence de marche est constante, on définit la forme des diaphragmes qu'il est souhaitable d'utiliser. Si l'on appelle Ω l'angle solide délimité par ces diaphragmes et u l'angle solide réduit défini par :

$$u = \frac{\Omega \cdot R_o}{2\pi \cdot K} \tag{I-16}$$

où K est une constante définie pour chaque type de disperseur, on constate que la luminosité et la résolution du Sisam ne dépendent que de u. En particulier, l'optimum du produit Luminosité x Résolution se produit pour u = 1, ce qui correspond à une différence de marche (entre rayon principal et rayons obliques) de $\pm\lambda$ pour les deux extrémités du disperseur.

1-4-2. Cas du Sisam à réseaux.

L'application des résultats généraux à l'interféromètre à réseaux ([22] § III-1) indiquait que les diaphragmes à utiliser devaient être *circulaires*. D'autre part, la constante K valant 1 dans ce cas, la relation (I-16) prenait la forme plus simple :

$$u = \Omega \cdot R_o/2\pi \tag{I-17}$$

Nous avons jugé utile, au cours de la rédaction du présent travail de reprendre le calcul, en nous limitant au Sisam à réseaux, et en utilisant une méthode légèrement différente.

On trouvera dans l'appendice E[1] le détail de ce calcul. Il montre que si un rayon incident a pour cosinus directeurs α, β, γ où β et γ sont des infiniment petits du même ordre, la différence de marche entre les deux rayons auxquels il donne naissance est donnée par :

$$\delta + \delta' = 4\, y_o\, \mathrm{tg}\, i \left[1 - \frac{1}{2}(\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2\, \mathrm{tg}^2 i - \beta(\beta^2 + \gamma^2)\, \mathrm{tg}\, i \right] \tag{I-18}$$

où y_o est l'ordonnée du point où le rayon rencontre le plan du miroir "virtuel" du Michelson(2) ; dans cette expression, les infiniment petits d'ordre supérieur ou égal à 4 ont été négligés.

Si on compare cette différence de marche à celle qui correspond au rayon principal tombant au même point du miroir virtuel, ($\beta = \gamma = 0$), on trouve qu'elle en diffère par la quantité

$$\delta' = 4\, y_o\, \mathrm{tg}\, i \left[-\frac{1}{2}(\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2\, \mathrm{tg}^2 i - \beta(\beta^2 + \gamma^2)\, \mathrm{tg}\, i \right] \tag{I-19}$$

D'après ce calcul, les diaphragmes à utiliser, de la forme δ' = constante, ne sont *pas circulaires*, sauf si tg i est très petit, auquel cas on retrouve très exactement les formules de la réf. [22].

1-4-3. Formes de diaphragmes résultant de la formule (I-19).

Il apparaît clairement qu'il faut distinguer les cas où tg i est inférieur ou supérieur à $1/\sqrt{2}$.

---

(1) Les annexes et la table des symboles n'ont pu trouver place ici. Elles peuvent être communiquées au lecteur s'il le désire

(2) Les axes sont définis à l'annexe A.

a) Si $tg\ i < 1/\sqrt{2}$, les courbes $\delta' =$ constante sont, en négligeant les termes du troisième ordre, des ellipses homothétiques :

$$\frac{\beta^2}{\frac{-\delta'}{2\ y_o\ tg\ i(1 - 2\ tg^2 i)}} + \frac{\gamma^2}{\frac{-\delta'}{2\ y_o\ .\ tg\ i}} = 1 \qquad (I\text{-}20)$$

Le rapport des axes vaut $(1/1 - 2\ tg^2 i)^{\frac{1}{2}}$, c'est-à-dire que le grand axe est toujours suivant Oy, le petit axe restant constamment égal à la valeur du diamètre du cercle donné par la formule de Connes. Donc le diaphragme utilisable, d'après ce calcul, est toujours légèrement plus grand que le cercle précité ; la différence est d'ailleurs petite dans le cas qui nous intéresse : pour un réseau à 300 traits/mm, le rapport des axes vaut 1,11 à 2μ mais seulement 1,03 à 1,6 μ. *Dans le cas qui nous occupe, il est donc presque indifférent d'utiliser un diaphragme circulaire* et c'est ce que nous avons fait au cours de toute cette étude.

b) Si $tg\ i > 1/\sqrt{2}$, les courbes $\delta' =$ constante, sont des hyperboles ayant toutes mêmes asymptotes, *si on néglige les termes d'ordre supérieur ou égal à 3.* Selon le signe de la constante, les branches réelles de ces asymptotes coupent l'axe des y ou celui des z. Mais dès que l'on s'éloigne quelque peu de l'origine, il n'est plus légitime de se limiter au second ordre : il ne faut donc pas s'inquiéter des points à l'infini de ces courbes, qui n'ont aucune signification physique. Un diaphragme réel devrait s'écarter assez peu des courbes $\delta' = + Cte$ et $\delta' = - Cte$; il aurait donc la forme d'une sorte d'étoile à 4 branches, allongées le long des asymptotes et coupant les axes aux points suivants :

$$\gamma = 0 \qquad \text{et} \qquad \beta = \pm \left[\frac{\delta'}{2\ y_o\ .\ tg\ i\ .\ (2\ tg^2 i - 1)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

et d'autre part,

$$\beta = 0 \qquad \text{et} \qquad \gamma = \pm (\delta'/2\ y_o\ .\ tg\ i)^{\frac{1}{2}}$$

On constate que le point sur l'axe Oz coïncide avec celui que donnerait la formule de Connes. Le point sur l'axe Oy coïncide avec le point donné par le cercle si $tg\ i = 1$, est plus éloigné si $tg\ i < 1$ et est plus proche si $tg\ i > 1$.

On peut donc dire, que le diaphragme auquel conduit ce calcul coïncide "grosso modo" avec le cercle de Connes pour $tg\ i = 1$, est plus grand que celui-ci pour $1/\sqrt{2} < tg\ i < 1$ et plus petit pour $tg\ i > 1$.

1-4-4. Remarque.

Si les diaphragmes utilisés reproduisent effectivement des courbes $\delta' =$ constante, il est encore légitime, quelle que soit la forme de ces diaphragmes, de définir u par la relation (I-16) et les calculs ultérieurs restent valables. En particulier, on peut encore montrer qu'un diaphragme de dimension *réduite* u laisse passer toutes les fréquences telles que $- u/2 < \sigma' < + u/2$, σ' étant la fréquence réduite définie par l'équation (I-13).

1-5 - FORME DE LA FONCTION D'APPAREIL REELLE ET RESOLUTION

Si le Sisam est associé à un trou délimitant l'angle solide Ω, la fonction $H(\sigma')$ ou $H_o(\sigma')$, selon le cas, doit être remplacée par son produit de convolution avec la "fonction diaphragme" qui est une fonction rectangulaire de largeur $u = \Omega\ R_o/2\pi$.

1-5-1. Cas de la fonction $H(\sigma')$.

La fonction d'appareil résultante est donnée par la relation

$$h(\sigma') = \int_{-\infty}^{+\infty} R(x)\ .\ H(\sigma' - x)\ dx \qquad (I\text{-}21)$$

où R(x) est une fonction rectangulaire s'étendant de $- u/2$ à $+ u/2$ et de hauteur arbitraire, si on ne s'intéresse qu'à la *forme* de la fonction résultante. On en déduit :

$$h(\sigma') = \int_{-u/2}^{+u/2} \frac{\sin 2\pi\,(\sigma' - x)}{2\pi\,(\sigma' - x)}\,dx \qquad \text{(I-22)}$$

en posant $z = 2\pi(\sigma' - x)$, on se ramène à calculer des intégrales de la forme $\int (\sin z/z)\,dz$ c'est-à-dire à la fonction sinus intégral. A un facteur multiplicatif près, on a

$$h(\sigma') = \mathrm{Si}\left(2\pi\left(\frac{u}{2} + \sigma'\right)\right) - \mathrm{Si}\left(2\pi\left(\sigma' - \frac{u}{2}\right)\right) \qquad \text{(I-23)}$$

Il existe des tables de la fonction Si(x) [3] [27], que nous avons complétées, quand nécessaire, par des calculs sur ordinateur. Nous avons dessiné (fig. 5) un certain nombre des courbes $h(\sigma)$ pour u compris entre 0 et 2.

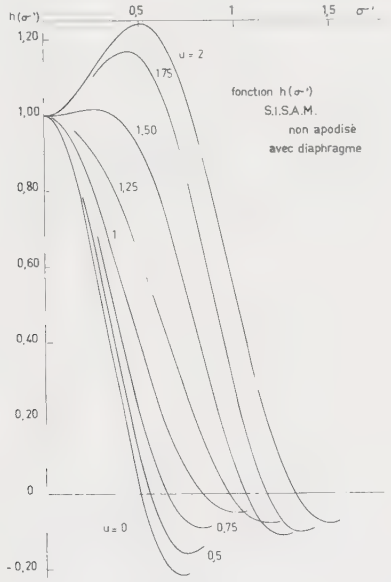


Fig. 5

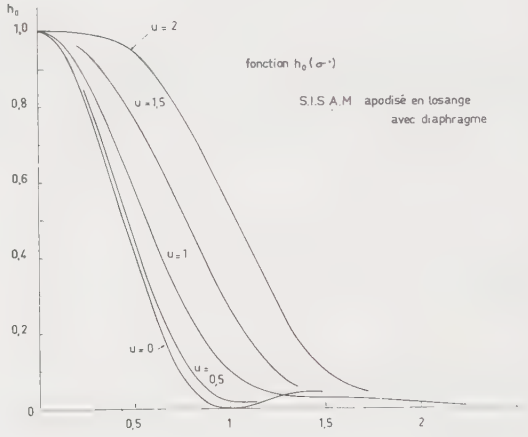


Fig. 6

Qualitativement, on peut faire les remarques suivantes : quand u croît, la courbe représentative s'élargit puis prend une forme en selle de cheval (c'est-à-dire avec un minimum relatif pour $\sigma' = 0$). Il est aisé de montrer que ce changement de forme se produit vers $u = 1,5$.

En effet, en dérivant (I-23), on obtient :

$$\frac{\partial h}{\partial \sigma'} = \frac{\sin 2\pi(\sigma' + u/2)}{(\sigma' + u/2)} - \frac{\sin 2\pi(\sigma' - u/2)}{(\sigma' - u/2)}$$

et pour la dérivée seconde

$$\frac{\partial^2 h}{\partial \sigma'^2} = 2\pi \left[\frac{\cos 2\pi(\sigma' + u+2)}{\sigma' + u/2} - \frac{\cos 2\pi(\sigma' - u/2)}{\sigma' - u/2} \right] - \frac{\sin 2\pi(\sigma' + u/2)}{(\sigma' + u/2)^2} + \frac{\sin 2\pi(\sigma' - u/2)}{(\sigma' - u/2)^2}$$

Si on fait $\sigma' = 0$, on constate que $\frac{\partial h}{\partial \sigma'} = 0$ et que $\left(\frac{\partial^2 h}{\partial \sigma'^2}\right)_{\sigma'=0} = 8(\pi u \cdot \cos \pi u - \sin \pi u)/u^2$, c'est-à-dire

$$\left(\frac{\partial^2 h}{\partial \sigma'^2}\right)_{\sigma'=0} = 8\pi^2 \frac{d}{d(\pi u)} \left[\frac{\sin \pi u}{\pi u} \right]$$

Or nous connaissons la forme de la fonction $\sin \pi u / \pi u$ dont la dérivée est négative pour les petites valeurs de u et devient positive pour $u = 3/2$, à très peu près. Il en résulte que la concavité de $h(\sigma')$ change de signe pour $u \simeq 3/2$[1].

Quel que soit u, la courbe $h(\sigma')$ présente des pieds *négatifs*. Leur importance décroît régulièrement de $u = 0$ à $u = 1$ puis tend à augmenter de nouveau avec des oscillations. Ceci s'explique aisément. La fonction Si(x), d'après [3] présente des maxima pour $x = \pi, 3\pi \ldots$ et des minima pour $x = 2\pi, 4\pi, \ldots$. Lorsque $u = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ les deux fonctions Sinus intégral de l'équation (I-23) sont, si l'on peut dire, "en déphasage", et leur différence présente de fortes oscillations. Au contraire, pour $u = 1$, elles sont "en phase" et $h(\sigma')$ a des pieds relativement réduits.

Nous avons rassemblé dans le tableau I-1 les résultats relatifs à la fonction $h(\sigma')$ pour différentes valeurs de u. Pour définir la largeur de la fonction d'appareil, nous disposons cette fois de trois définitions possibles (cf. annexe D) :

Tableau I-1

Largeur et pieds de la fonction $h(\sigma')$

u	0	0,25	0,5	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2
largeur a	0,603	0,613	0,645	0,716	0,865	1,171	1,521	1,782	2,023
largeur b	0,673	0,684	0,721	0,803	0,974	1,294	1,603	1,865	2,116
largeur c	0,500	0,511	0,549	0,638	0,819	0,963	1,051	1,158	1,314
1° pied	21,7 %	20,3 %	15,8 %	9,2 %	4,8 %	8,1 %	11,2 %	10 %	7,7 %

N.B. Pour $u \geqslant 1,5$, nous avons pris, 50 % ou 40,5 % non pas du maximum mais de la valeur de la fonction pour $\sigma' = 0$. De même, la dimension du premier pied est rapportée à la valeur de la fonction pour $\sigma' = 0$.

a) largeur à mi-hauteur.

b) largeur à 40,5 % du maximum : cette définition est celle qu'utilisent Connes [22] ainsi que Jacquinot et Dufour [42]. La largeur correspondante est identique à la suivante dans le cas de la fonction $(\sin x/x)^2$.

c) abscisse du premier zéro.

Rappelons que ces largeurs sont à multiplier par $\delta\sigma_o$, calculé plus haut, pour obtenir la largeur vraie, en cm^{-1}.

La comparaison des lignes de ce tableau montre la dose d'arbitraire qui entre dans la définition de la "résolution" d'un appareil (cf. à ce sujet Annexe D).

Une étude plus poussée de l'influence du trou sur la fonction d'appareil d'un Sisam *sans* apodisation en losange a été faite par J. Vergès[2], en utilisant une méthode d'intégration graphique.

---

(1) En fait très légèrement plus tôt, comme en témoigne le tracé de la courbe pour $u = 3/2$ (fig. 5) : cette courbe présente déjà une forme "en selle de cheval" très peu accentuée.

(2) Renseignements aimablement communiqués par M. J. Vergès, que nous tenons à remercier de nous avoir autorisés à en faire état avant publication (réf. [67]).

Il trouve que le produit luminosité × résolution passe par un maximum pour $u = \frac{1}{2}$ puis décroît avec cependant des petites oscillations. Mais, comme nous l'avons dit plus haut, $u = \frac{1}{2}$ donne des pieds négatifs très importants et on ne peut guère songer à l'utiliser. Il vaut mieux utiliser $u = 1$, où la taille des pieds est minimale. Dans ces conditions, R vaut 1,3 fois R_1 et $\mathcal{L}$ 1,52 fois $\mathcal{L}_1$, si l'on désigne par R_1 et $\mathcal{L}_1$ les valeurs correspondant à $u = 1$ dans l'apodisation en losange, valeurs que Connes avait utilisées. La résolution est ici définie par le critère b).

1-5-2. Cas de la fonction $H_o(\sigma')$.

La fonction d'appareil résultante est cette fois obtenue en remplaçant H par H_o dans (I-21), d'où :

$$h_o(\sigma') = \int_{-u/2}^{u/2} \left[\frac{\sin \pi(\sigma' - x)}{\pi(\sigma' - x)} \right]^2 dx \qquad \text{(I-24)}$$

En posant $z = \pi(\sigma' - x)$, on se ramène à une intégrale en $\sin^2 z/z^2$.

Or

$$\int \frac{\sin^2 z}{z^2}\, dz = \int \frac{1}{2\,z^2}\, dz - \int \frac{\cos 2z}{z^2}\, dz = \frac{-1}{2\,z} + \frac{\cos 2z}{z} + 2 \int \frac{\sin 2z}{2\,z} \,.\, d(2z) \qquad \text{(I-25)}$$

d'où finalement, le résultat suivant :

$$h_o(\sigma') = \frac{2u}{4\sigma'^2 - u^2} + \frac{\cos \pi(u - 2\sigma')}{u - 2\sigma'} + \frac{\cos \pi(u + 2\sigma')}{u + 2\sigma'} + \pi \left[\mathrm{Si}\, \pi(u - 2\sigma') + \mathrm{Si}\, \pi(u + 2\sigma') \right] \qquad \text{(I-26)}$$

à une constante multiplicative près[1].

Nous avons calculé $h_o(\sigma')$ pour un certain nombre de valeurs de u de 0 à 2 (Tableau I-2). Dans ce tableau, la largeur de la fonction d'appareil peut encore être définie par les critères a et b du paragraphe précédent, le critère c n'ayant plus de sens, puisque, à l'exception de $u = 0$, les fonctions ne s'annulent plus. A titre indicatif, nous donnons, sous le nom de largeur d, l'abscisse du premier minimum de la fonction.

Comme Connes l'a montré [22], les courbes représentatives sont identiques à celles qu'on obtient avec un spectrographe à réseau, en n'utilisant qu'*une seule fente* et qui figurent dans la première partie de [42]. Cet article, ainsi que [22] donnent la variation de la largeur définie suivant le critère b, en fonction de u.

La figure 6 représente certaines des courbes $h_o(\sigma')$. D'après ces figures et le tableau, on peut faire les remarques qualitatives suivantes :

Lorsque u croît, le premier minimum et le premier pied se rapprochent progressivement et, si l'on néglige de très faibles oscillations, on peut dire que dès $u = 0,75$, les pieds ont disparu, la courbe affectant la forme en "cloche" classique, ce qui est évidemment plus favorable que la forme de $h(\sigma')$.

Il faut toutefois signaler que la courbe peut présenter légèrement la forme en "selle de cheval", c'est-à-dire avec un minimum pour $\sigma' = 0$ au lieu d'un maximum. Un calcul similaire à celui du paragraphe précédent montre que cet effet existe pour $u > 2$. Toutefois, l'importance de cet effet reste minime : le calcul montre par exemple que pour $u = 2,25$, la fonction n'atteint que la valeur 1,008 et que pour $u = 3$, on a de nouveau la forme en cloche.

La comparaison des tableaux I-1 et I-2 montre qu'il serait erroné de croire que l'apodisation en losange double la largeur de la fonction d'appareil. Ceci n'est vrai que pour $u = 0$, en utilisant le critère c. Dans tous les autres cas, l'augmentation de largeur est plus petite que 2. Par exemple, pour $u = 1$ elle est de 31 % seulement.

---

(1) Dans l'équation (I-26), lorsque σ' tend vers $u/2$, le premier et le second terme de droite deviennent infiniment grands. Toutefois, leur différence est un infiniment petit : il suffit donc de négliger ces deux termes au voisinage de $\sigma' = u/2$. Même remarque pour le premier et le troisième terme au voisinage de $\sigma' = -u/2$.

Tableau I-2

Largeur et pieds de la fonction $h_o(\sigma')$

u	0	0,25	0,5	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2
largeur a	0,885	0,898	0,937	1,010	1,130	1,310	1,544	1,800	2,047
largeur b	1	1,015	1,060	1,146	1,284	1,483	1,723	1,972	2,222
largeur c	1	-	-	-	-	-	-	-	-
largeur d	1	1,02	1,08	1,21	(1)	1,56	1,63	1,78	(1)
valeur du 1° minimum	0	0,5 %	1,8 %	3 %	(1)	2,8 %	3 %	3,4 %	(1)
valeur du 1° pied	4,7 %	4,6 %	4,1 %	3,6 %	(1)	3 %	3,3 %	3,5 %	(1)

(1) Pour u = 1, le 1° maximum et le 1° minimum fusionnent pour donner un point d'inflexion à tangente horizontale pour $\sigma' \simeq 1,50$ et $h_o = 3,04$ %. De même, pour u = 2, avec $\sigma' \simeq 2$ et $h_c = 3,52$ %.

Par contre, la figure 7 représente les pieds de $h(\sigma')$ et de $h_o(\sigma')$ pour la valeur u = 1. On remarquera que l'apodisation en losange rend ces pieds bien moins gênants.

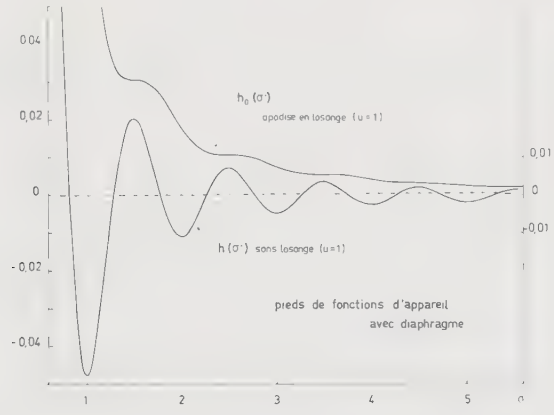


Fig. 7

1-6 - AUTRES PROPRIETES THEORIQUES DU SISAM

Nous n'insisterons pas sur les calculs de luminosité et d'étendue, ni sur la comparaison avec un spectrographe à réseau classique : le lecteur se reportera pour cela à la référence [22].

Nous voudrions toutefois insister sur une idée importante : le Sisam doit être considéré comme un système optico-électronique et non comme un système optique seul. En effet, la partie optique seule ne permet pas d'isoler une radiation, elle permet simplement de la "marquer" en la modulant alors que les radiations voisines seront peu ou pas modulées : c'est alors au système électronique qu'il appartient de filtrer cette radiation "marquée". Un petit calcul illustrera ceci :

Soit un Sisam à diaphragme losange et supposons le diaphragme tel que u = 1, d'où $\Omega R_o = 2\pi$ et, en appelant α_o le demi-angle au sommet sous lequel on voit ce diaphragme du centre de la lentille d'entrée, on a, si α_o est petit,

$$2\pi(1 - \cos \alpha_o) R_o = 2\pi \quad \text{d'où} \quad \alpha_o = \sqrt{2/R_o} \tag{I-27}$$

Supposons maintenant qu'un spectrographe classique utilise le même réseau et deux fentes vues sous l'angle α_o. S'il fonctionne en montage de Littrow, soit $i \cong i'$, quelle sera sa résolution ?

De $\sin i + \sin i' = k\lambda/a$, on tire

$$\cos i' \,.\, \delta i' = k\, \delta\lambda/a$$

d'où : $$R = \lambda/\delta\lambda = \frac{2\, a \sin i'}{k} \cdot \frac{k}{a \cos i' \,.\, \delta i'} = \frac{2 \operatorname{tg} i'}{\delta i'} \qquad \text{(I-28)}$$

Ici $\delta i' = \alpha_o$ d'où $R = \operatorname{tg} i' \sqrt{2 R_o}$.

Application numérique :

$$\operatorname{tg} i' = 0,5 \qquad R_o = 37000 \qquad R = 136$$

le spectrographe classique "associé" aurait donc une résolution dérisoire ; par contre sa luminosité serait considérable.

1-7 - RAIES PARASITES

Nous savons que, quel que soit le soin apporté au tracé des réseaux, il subsiste des défauts, en particulier des défauts périodiques qui donnent des raies parasites (ou "ghosts") dites "de Rowland". Si q est la période linéaire de ce défaut périodique, on trouve dans les traités classiques (par ex : réf. [15]) que la première raie de Rowland apparaît à une longueur d'onde apparente λ_g qui diffère de la longueur d'onde λ de la raie qui lui a donné naissance de

$$\lambda_g - \lambda = \pm \lambda\, a/kq \qquad \text{(I-29)}$$

où a est la distance entre deux traits du réseau et k l'ordre du spectre utilisé. D'après (I-11), l'écart angulaire correspondant entre la raie et son parasite est donné par

$$\Delta i' = \pm \lambda / q \cos i' \qquad \text{(I-30)}$$

Connes a montré ([22] § VI-2) que dans un Sisam "ordinaire", ces raies parasites étaient fortement exagérées : en effet, si un certain réseau donne une raie de Rowland φ_n^2 fois plus faible que la raie principale dans un montage classique, un tel réseau, associé à son "jumeau" dans un Sisam donnera un parasite d'intensité relative φ_n c'est-à-dire beaucoup plus grande. Il a en même temps donné plusieurs méthodes pour pallier cet inconvénient : nous n'en exposerons qu'une, celle qui consiste à incliner les réseaux d'un petit angle.

Considérons un Sisam éclairé en lumière parallèle. Dans le plan focal de l'objectif de sortie, les deux réseaux donnent une dispersion de sens contraire, comme l'indique la figure 8a, où on a légèrement décalé les deux spectres en hauteur pour plus de clarté. Les deux images λ_1 et λ'_1 coïncident, ce qui veut dire que l'angle A du prisme correspondant est nul (cf. § 1-2). Au contraire, pour λ_2 et λ'_2, l'angle A est non nul, sa valeur étant proportionnelle à la distance des deux images : le prisme correspondant a son arête *verticale*. Par suite, comme nous l'avons vu, la modulation est de 100 % pour λ_1 et moindre pour λ_2.

La figure 8b montre ce qui se produit lorsque une raie monochromatique tombe sur les réseaux et qu'il se produit des satellites de Rowland : G et Γ sont les deux parasites accompagnant λ_1 sur un des spectres, G' et Γ' sur l'autre. Il faut se rappeler que toutes ces raies ont la même nature physique. Observons ce qui se passe lorsque les réseaux tournent :

a) quand λ_1 et λ'_1 coïncident, G coïncide avec Γ' et G' avec Γ. Dans les 3 cas, le prisme correspondant a un angle nul, donc la modulation est de 100 %. Mais si l'amplitude de la vibration est 1 pour la raie principale et φ_n pour la parasite, le signal modulé vaudra 4 et $4\varphi_n^2$ respectivement. Si le diaphragme de sortie est suffisamment grand pour laisser passer à la fois λ_1, G et Γ (ce qui est généralement le cas dans un Sisam), les raies parasites donneront une petite énergie modulée supplémentaire.

b) quand λ_1 et G' coïncident (fig. 8c), ce qui se produit en dehors de O, mais en général en un point où l'énergie peut encore être reçue par le détecteur, les deux faisceaux correspondants interfèrent. L'un a une amplitude de vibration 1, l'autre φ_n. L'amplitude résultante varie entre $1 + \varphi_n$ et $1 - \varphi_n$, donc l'intensité entre $(1 + \varphi_n)^2$ et $(1 - \varphi_n)^2$ dont la différence, qui représente le

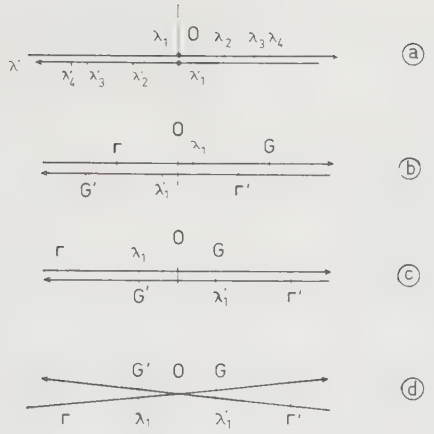


Fig. 8

taux de modulation vaut $4\varphi_n$, soit φ_n fois le signal correspondant à la raie principale. En fait, il faut considérer en même temps le faisceau résultant de λ'_1 et G, qui donne un signal modulé identique, avec éventuellement un déphasage.

Correction de ces parasites :

Dans le Sisam "ordinaire", les réseaux sont verticaux, leurs traits également et l'axe de rotation de chaque réseau est confondu avec un des traits du réseau. Supposons maintenant que l'on fasse tourner réseau et axe de rotation en même temps d'un angle ε autour de la direction des rayons principaux (et $-\varepsilon$ pour l'autre réseau). Dans ces conditions, on peut décomposer la rotation en une rotation de α autour d'un axe vertical et de $\varepsilon\alpha$ autour d'un axe horizontal (cf. Annexe A). Il faut alors remplacer la figure 8c par la figure 8d. L'écart angulaire des rayons arrivant en G par rapport à ceux qui arrivent en O vaut $\Delta i'/2$ en projection horizontale et $\varepsilon \cdot \Delta i'/2$ sur l'autre projection. L'angle des rayons arrivant en G et λ'_1 vaut donc zéro sur une projection et $\varepsilon \cdot \Delta i'$ sur l'autre : ceci revient à dire que le Michelson équivalent a deux miroirs dont l'angle A vaut $\varepsilon \cdot \Delta i'/2$. Dans ces conditions, le signal modulé parasite doit être multiplié par un facteur identique à celui de (I-5) c'est-à-dire $\sin(2\pi A H/\lambda)/(2\pi A H/\lambda)$, puisqu'ici c'est la hauteur H du réseau qui intervient. En fait, comme il y a un diaphragme losange, le facteur à utiliser est $\sin^2(\pi A H/\lambda)/(\pi A H/\lambda)^2$. En remplaçant A par sa valeur et en tenant compte de (I-30), on obtient $\sin^2(\pi\varepsilon H/2\, q \cos i')/(\pi\varepsilon H/2\, q \cos i')^2$.

On constate que ce facteur est en général inférieur à 1, et que, moyennant un choix convenable de ε, on peut même l'annuler ; il suffit pour cela de prendre

$$\varepsilon = 2\, q \cos i'/H \qquad \text{(I-31)}$$

En fait, faute de pouvoir faire varier ε en même temps que i', on se contente d'une atténuation totale pour une valeur particulière de i' - par exemple, l'angle de miroitement -, l'atténuation des raies parasites étant encore très bonne dans le voisinage de l'angle de miroitement.

Application numérique :

Dans les réseaux Bausch & Lomb, le catalogue signale qu'on a q = 2 mm par suite des dimensions de la vis-mère ; si on prend H = 102 mm et cos i' = cos 17° 27' = 0,954, on trouve ε = 0,0374 soit 2° environ.

CHAPITRE II

DESCRIPTION GÉNÉRALE ET PARTIE OPTIQUE DU S.I.S.A.M.

2-1 - DESCRIPTION GENERALE

Les figures 9 et 10 permettent de se rendre compte de l'aspect général de notre appareil.

L'appareil prototype de P. Connes ([22] chap. VII) avait permis de poser les problèmes. Nombre des solutions qui avaient alors été utilisées ont été modifiées, parfois profondément.

En particulier, le Sisam proprement dit a été installé sur une carcasse rigide, posée sur une plaque métallique qui supporte les diaphragmes et les miroirs. L'ensemble, placé sur des supports antivibratoires, se trouve à l'intérieur d'une cloche (n° 9 sur les figures 9 et 10) où le vide peut être fait.

Le système d'entraînement des réseaux et le système d'oscillation de la compensatrice ont également été modifiés. Nous verrons également que la partie électronique de l'appareil est assez différente de celle de l'appareil original.

Enfin, la fixation de nombreuses pièces a été améliorée et de nombreuses possibilités de réglage ont été ajoutées.

Dans ce chapitre, nous décrirons la partie optique et les réglages correspondants, remettant à des chapitres ultérieurs les parties mécaniques et électroniques.

2-2 - PARTIE OPTIQUE : VUE D'ENSEMBLE

La figure 11 schématise le montage utilisé. En partant de la source, on trouve successivement (les numéros entre parenthèses permettent de se reporter aux figures 9 et 10) :

a) la source (1) et une lentille collimatrice (2) déplaçables sur un banc d'optique.

b) le diaphragme d'entrée (3), qui porte dans son plan une lentille de champ.

c) un miroir concave (13), suivi d'un miroir plan de même diamètre.

d) la séparatrice (4), qui est verticale mais dont la normale fait avec le rayon moyen un angle de l'ordre de 27° (et non de 45°) comme le montre la figure 12.

e) sur un des bras, la compensatrice (5), qui est inclinée de telle sorte que sa normale fasse avec l'horizontale un angle de 27° environ. Par contre les horizontales de son plan sont normales au rayon moyen (cf. fig. 12 et Annexe A).

f) sur chaque bras, un réseau sensiblement vertical (6) (7).

g) de nouveau, la séparatrice.

h) un miroir plan (12), suivi d'un miroir concave (14).

i) le trou de sortie (8), qui permet en même temps de séparer le faisceau lumineux en une partie "signal" et une partie "référence".

j) enfin, les cellules détectrices avec leurs condenseurs.

A l'exception des parties a et j, tout se trouve à l'intérieur de la cloche à vide qui comporte évidemment les fenêtres, les passages électriques et les passages d'arbre de moteur nécessaires.

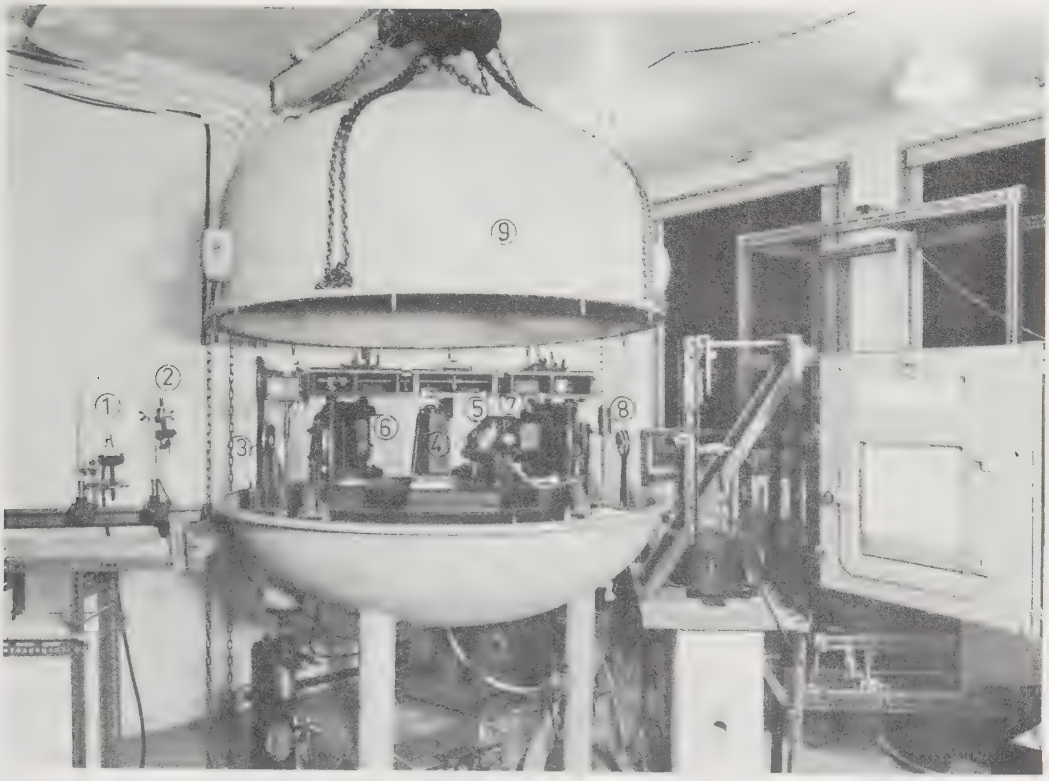


Fig. 9

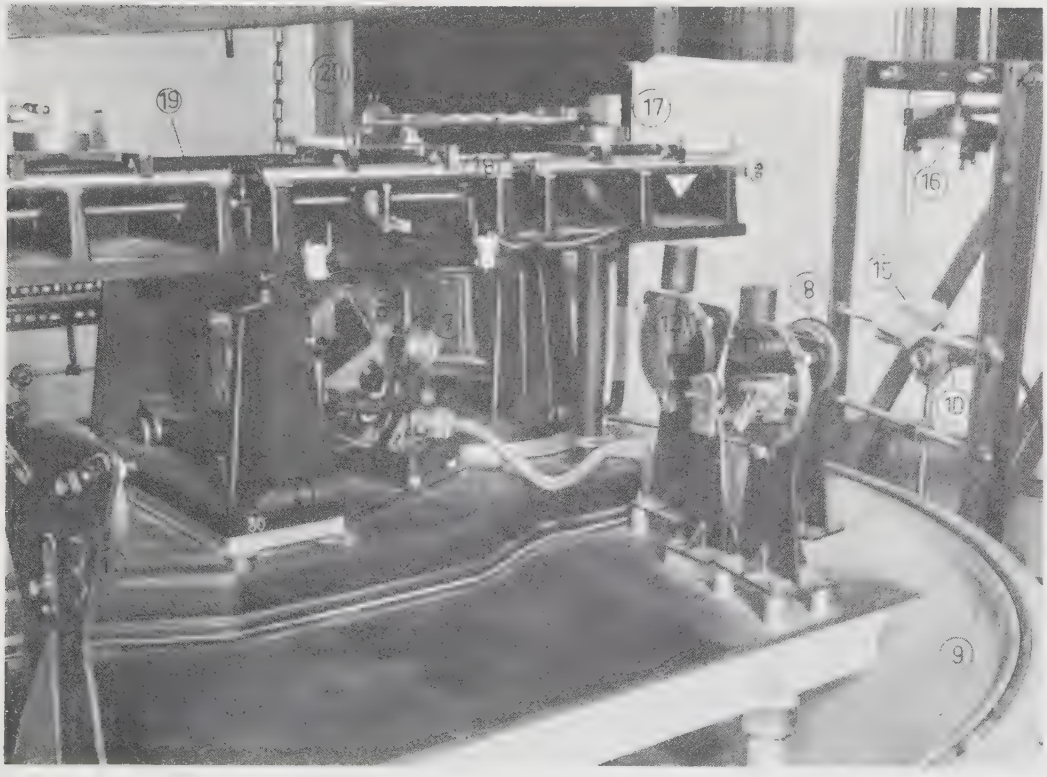


Fig. 10

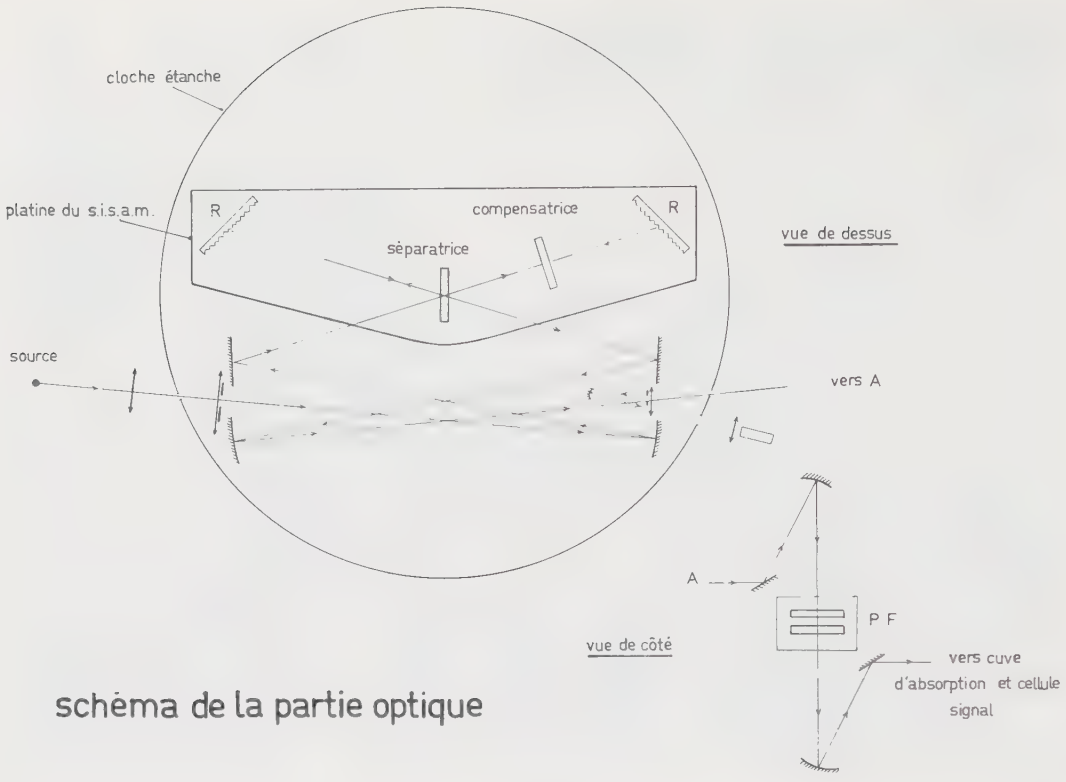


Fig. 11

Remarque :

Cette description exige une explication immédiate : on s'étonnera, en effet, de l'utilisation simultanée de miroirs et de lentilles. La plus grande partie de cet appareil a été conçue pour travailler dans un domaine de longueurs d'onde assez étendu, de 1,3 à 3,5 microns environ. Toutefois, les études que nous avons faites avec le Perot-Fabry nous obligeaient à nous restreindre à une zone beaucoup plus étroite, de 1,5 à 1,8 microns environ. Il n'y avait, dans ces conditions, que des avantages à utiliser des lentilles en verre, faciles à obtenir et très commodes, pour les dispositifs d'entrée et de sortie de la lumière ; lorsque nous serons amenés à changer de région spectrale, il sera assez aisé d'utiliser soit des lentilles faites en un autre matériau, soit des miroirs.

2-3 - SOURCE

Elle doit satisfaire essentiellement à deux conditions :

a) pouvoir être alimentée en courant continu.

b) éclairer uniformément un trou assez grand tout en fournissant un angle solide suffisant.

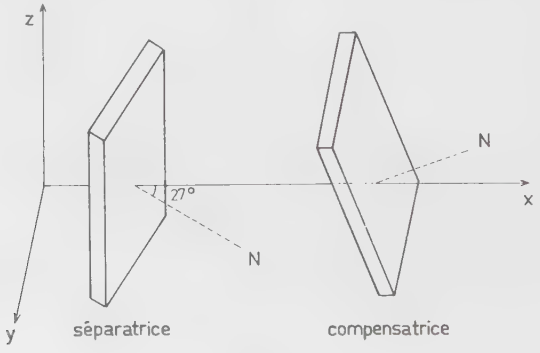


Fig. 12

La première condition provient de ce que nous avons expliqué au § 1-6. Les radiations de fréquence différente de σ_1 ne sont pas modulées par le Sisam mais tombent cependant sur la cellule. L'utilisation d'une source alimentée en courant alternatif modulerait ces radiations, au moins partiellement, à 100 Hz. Comme l'amplificateur, bien qu'accordé sur 125 Hz[1], est loin d'éliminer complètement les signaux à 100 Hz, toutes ces radiations parasites interviendront. On sera alors pratiquement ramené au spectrographe classique "associé", qui comme nous l'avons vu au § 1-6 a une résolution dérisoire. Le fait que la "fente" de ce spectrographe est ici circulaire ne changera évidemment pas grand chose à ce résultat.

A titre d'expérience, nous avons cependant cherché à enregistrer la raie à 1,53 microns d'une lampe à mercure OSRAM alimentée en alternatif. Le diaphragme avait été réduit à 2 mm de diamètre environ ($u = 1/64$) de façon à réduire le rôle des radiations parasites. Dans ces conditions, on a obtenu la superposition de la raie modulée par le Sisam et de la même raie environ 30 fois plus large, modulée en 100 Hz.

Pour expliquer la deuxième condition, rappelons qu'il faut couvrir un trou d'environ 20 mm de diamètre avec un faisceau d'ouverture 0,14. Lorsque nous avons travaillé avec le Perot-Fabry, comme le diaphragme utilisé pour le faisceau signal était beaucoup plus petit, il a suffi d'une tache de 8 à 10 mm de diamètre.

Après différents essais, nous avons adopté les lampes à arc de Zirconium dites "à arc concentré" de 100 watts, dont la surface lumineuse est un cercle de diamètre 2 mm. Elles fonctionnent très bien en courant continu bien que l'amorçage soit parfois difficile.

2-4 - MIROIRS

Le diaphragme d'entrée est au foyer d'un miroir sphérique concave de 1 m de distance focale et de 140 mm de diamètre qui rend le faisceau lumineux parallèle et le renvoie sur un miroir plan de même diamètre. La figure 11 montre que le miroir sphérique travaille légèrement en dehors de l'axe, l'angle du rayon moyen et de l'axe étant de l'ordre de 3° mais ceci a beaucoup moins d'inconvénients avec un Sisam qu'avec un spectrographe classique.

La sortie de l'appareil est identique : un miroir plan renvoie la lumière parallèle sur un miroir concave qui la focalise sur le trou de sortie ; les caractéristiques de ces miroirs sont les mêmes que précédemment.

2-5 - RESEAUX

Les deux réseaux sont deux répliques d'un même original, fournies par Bausch & Lomb. Ils ont une hauteur H = 102 mm et une largeur W = 128 mm, comportent 300 traits par mm et ont un angle de "miroitement" de 17°27' ce qui correspond à 2 microns dans le premier ordre. Il est à remarquer qu'il s'agit de réseaux de dimensions modestes puisque il existe actuellement des réseaux de 457 × 254 c'est-à-dire de largeur rayée double et de surface totale 9 fois plus grande [65].

Ces réseaux sont utilisables dans le premier ordre dans un montage de Littrow jusqu'à 1 500 cm^{-1} en principe. Le pouvoir de résolution théorique dans le premier ordre est de 38000, ce qui donne pour la limite de résolution théorique à 6000 cm^{-1} $\delta\sigma_o = 0,158$ cm^{-1} environ.

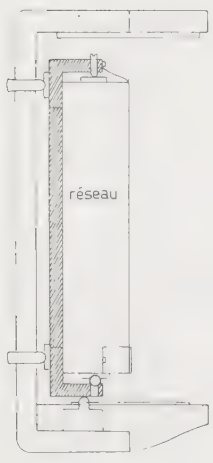
Les réseaux sont montés dans des boîtiers contre lesquels ils sont appliqués par des lames de ressort. Ils reposent sur des crapaudines posées sur de petites billes (fig. 13). Les boîtiers eux-mêmes sont appliqués dans des supports par des lames de ressort : trois vis réglables s'appuyant sur le dos du boîtier permettent de modifier l'inclinaison du plan du réseau cependant que deux vis verticales permettent de tourner les traits du réseau dans son plan.

Les axes des réseaux sont inclinés d'un angle ε comme nous l'avons indiqué au paragraphe 1-7.

Nous décrirons plus loin le mécanisme d'entraînement des réseaux.

---

(1) Dans une autre réalisation, il serait intéressant d'envisager d'accorder l'amplificateur sur une fréquence plus élevée, par exemple 900 ou 1 000 Hz. En effet, les cellules au sulfure de plomb ont à cette fréquence un rapport signal/bruit égal ou même supérieur. D'autre part, il serait alors très facile d'éliminer le 100 Hz provenant d'une source alimentée en alternatif ainsi que tous les parasites de nature électronique qui ont souvent cette fréquence. Le problème du mouvement de la compensatrice nécessitera peut-être alors une étude spéciale.



support de réseau

Fig. 13

2-6 - DIAPHRAGMES D'ENTREE ET DE SORTIE

Contrairement aux spectromètres infrarouges classiques qui comportent une fente d'entrée et une fente de sortie, le Sisam n'exige qu'un seul trou qu'on peut indifféremment mettre à l'entrée ou à la sortie en deux points conjugués par le système optique. Malgré tout, les réglages sont facilités si l'on matérialise les deux trous, sans que cela change en quoi que ce soit la fonction d'appareil : le plus petit des deux trous est le seul qui joue un rôle effectif, à condition bien sûr que les deux centres soient bien conjugués.

Pratiquement, nous avons placé à l'entrée un diaphragme iris de diamètre réglable, mais qui en dehors des périodes de réglage restait constamment grand ouvert.

A l'emplacement du diaphragme de sortie est placé un petit miroir percé d'un trou central de diamètre d. La lumière passant par ce trou constitue le faisceau "signal" qui traversera le corps à étudier et éventuellement le Perot-Fabry : pour ce faisceau, le trou d constitue le diaphragme de sortie. Au contraire, la lumière réfléchie par la partie annulaire du miroir est reprise par un autre miroir et sort de l'appareil décalée en hauteur par rapport au faisceau signal : elle constitue le faisceau "référence" qui peut servir à différents usages : régulation, détection synchrone.... (cf. § 4-4 et 4-5). Comme on utilise essentiellement la fréquence de ce signal, il est de peu d'importance que le diaphragme correspondant soit annulaire : on pourrait calculer la fonction d'appareil correspondante mais nous ne le ferons pas.

Un jeu de miroirs percés permet de faire varier d de 16 mm, lorsque le Sisam est utilisé seul, à 3 mm lorsque le montage comprend le P.F. (cf. § 6-5-3).

Dans le plan du diaphragme d'entrée et dans celui du trou de sortie, deux lentilles "de champ" permettent de rendre plus uniforme la répartition de la lumière.

2-7 - SEPARATRICE ET COMPENSATRICE

La séparatrice et la compensatrice sont deux lames identiques en verre de silice Infrasil Heraeus, transparent jusque vers 3,5μ. Elles ont la forme d'un carré de 95 mm de côté, ont 15 mm d'épaisseur, et sont polies avec une précision de $\lambda/5$ dans le visible, à l'exception de la face semi-réfléchissante de la séparatrice qui est polie à $\lambda/10$. Si l'on suit le trajet d'un rayon lumineux passant par le bras qui contient la compensatrice, on constate qu'il rencontre 5 fois des surfaces polies à $\lambda/5$ et 2 fois à $\lambda/10$. En admettant que les irrégularités de surface sont représentées par des distributions gaussiennes, l'erreur possible sur le trajet du rayon lumineux est de l'ordre de

$$\Delta = \sqrt{5\left(\frac{\lambda}{5}\right)^2 + 2\left(\frac{\lambda}{10}\right)^2} \simeq \frac{\lambda}{2}$$

c'est-à-dire, si l'on travaille vers 1,5 μ, de l'ordre de $\lambda/6$ dans l'infrarouge. Comme il faut en plus faire intervenir les différences de chemin optique entre les deux rayons interférents, on constate que les qualités de poli exigées ne sont pas superflues. Il semble d'ailleurs, compte tenu de l'état de la technique qu'il serait difficile de faire beaucoup mieux sur des pièces de cette dimension et même de réaliser ce poli sur de pièces sensiblement plus grandes. Pour certains matériaux (fluorine), des déformations au cours du temps sont également possibles.

La séparatrice et la compensatrice sont montées dans leurs supports avec "la pointe en haut" c'est-à-dire qu'on peut considérer qu'il s'agit de lames carrées de côté $95\sqrt{2} = 134$ mm sur lesquelles on a appliqué le diaphragme losange qui sert à l'apodisation : cette manière de faire permet d'économiser la moitié de la surface du verre et a certainement facilité le polissage, mais elle exclut la possibilité d'enlever le diaphragme.

La séparatrice doit être revêtue sur une face d'une couche *semi-réfléchissante*, c'est-à-dire telle que $\mathcal{R} \cong \mathcal{T} \cong 0,5$. A titre provisoire, notre séparatrice avait été couverte d'une légère couche d'aluminium. Il s'est révélé que cette couche était très peu absorbante et que, bien que $\mathcal{T}$ et $\mathcal{R}$ ne fussent pas égaux, ($\mathcal{T}/\mathcal{R}$ valait 1,5), le produit $4\mathcal{R}\mathcal{T}$ n'était pas trop éloigné de sa valeur maxima-

le qui est 1. Aussi nous avons conservé cette couche provisoire, d'autant plus que ses propriétés variaient très peu avec la longueur d'onde. Au contraire, la couche utilisée par Connes (réf. [22], fig. 59) et une autre couche du même type, que nous avons essayée, ont des caractéristiques très mauvaises en dehors d'une certaine zone. En particulier, notre couche a permis des réglages avec la raie verte à 5461 Å du mercure.

Comme nous l'avons signalé au § 2-2, séparatrice et compensatrice ne sont pas parallèles mais disposées comme l'indiquent la figure 12 et l'Annexe A. La raison essentielle de cette disposition réside dans le fait que la modulation, comme nous le verrons plus loin, s'effectue en faisant osciller la compensatrice autour d'un axe horizontal (cf. § 3-5-3).

Le support de la séparatrice est monté dans un cadre faisant partie de la carcasse qui porte les pièces essentielles du Sisam. Trois vis, disposées suivant les côtés d'un angle droit, permettent de faire pivoter la séparatrice autour d'un axe, soit vertical, soit horizontal mais situé dans son plan, soit encore de faire avancer la séparatrice dans sa totalité, ce qui peut être nécessaire pour égaliser les deux bras de l'interféromètre. Il s'agit là de réglages relativement grossiers. Un réglage plus fin est indispensable : en effet, il est assez fréquent, en particulier quand la température varie ou que l'on fait tourner les réseaux, que l'un des réseaux s'incline par rapport à l'autre, provoquant ainsi un déréglage ; il est alors beaucoup plus commode de compenser cette inclinaison par une légère rotation de la séparatrice que de toucher aux réseaux eux-mêmes. Ce réglage fin est réalisé en faisant des petites flexions autour d'un axe horizontal par l'intermédiaire d'un ressort à boudin ; un moteur, situé dans la cloche à vide, mais commandé de l'extérieur, tend ou détend ce ressort. On peut estimer à 30'' environ l'amplitude totale de ce réglage fin, ce qui permet de n'utiliser que très rarement le réglage grossier.

2-8 - CUVE A REFLEXIONS MULTIPLES

Bien qu'il ne fasse pas directement partie du Sisam, nous parlerons ici d'un accessoire qui a bien sa place dans un chapitre consacré à des dispositifs optiques : la cuve à réflexions multiples.

Comme la plupart des auteurs qui étudient les spectres d'absorption infrarouge des molécules avec une haute résolution, nous avons été conduit à réaliser et à utiliser une cuve à réflexions multiples du type White-Herzberg [68] [8] permettant d'obtenir des parcours de plusieurs dizaines de mètres dans le gaz étudié.

Edwards [28] a étudié l'effet de l'astigmatisme sur les performances d'une cuve à réflexions multiples. Il a montré qu'après N réflexions, le faisceau s'appuyait sur une focale tangentielle verticale - si la cuve est supposée horizontale - et une focale sagittale horizontale. La longueur de ces focales est donnée par

$$\Delta L_T \cong \frac{hb^2}{12\,r^2}\,N \qquad \text{et} \qquad \Delta L_S \cong \frac{wb^2}{12\,r^2}\,N$$

où r est le rayon de courbure des miroirs, b la distance de l'image d'entrée et de l'image de sortie, h et w la hauteur et la largeur éclairées des miroirs arrières. Les calculs d'Edwards étaient basés sur l'utilisation de fentes infiniment fines et de hauteur finie. Dans ces conditions, la focale verticale s'allonge sans s'épaissir, alors que la focale horizontale s'épaissit en s'allongeant au fur et à mesure des réflexions successives : en effet chaque point de la fente donne ses propres focales décalées en hauteur par rapport à celle du point central.

Si nous considérons maintenant le cas du Sisam, l'image d'entrée n'est plus une fente mais un trou dont chaque point donnera ses propres focales ; par conséquent, il y aura également un épaississement progressif de la focale verticale. Or une condition fondamentale de fonctionnement des cuves de ce type est que les images successives sur le miroir "avant" n'empiètent pas les unes sur les autres. Il faut donc réduire au minimum les effets de l'astigmatisme, ce qui peut se faire commodément en réduisant b, c'est-à-dire en taillant le miroir "avant" convenablement comme l'indique [28].

Pour nous, r = 1 m ; les miroirs "arrières" ont une largeur de 200 mm et une hauteur de 150. Le miroir "avant" n'a que 120 mm de largeur dans sa moitié inférieure et 95 dans sa moitié supérieure. Dans ces conditions, nous n'avons pas constaté de déformation gênante des images successives.

CHAPITRE III

PARTIE MÉCANIQUE ET RÉGLAGES

3-1 - SYSTEME D'ENTRAINEMENT DE RESEAUX

Dans le chapitre I, nous avons toujours considéré que les deux réseaux du Sisam étaient placés de telle sorte qu'ils reçoivent l'un et l'autre la lumière sous un angle d'incidence i identique et que, dans ces conditions, le Sisam était réglé pour une longueur d'onde λ_1 donnée par

$$2 \sin i = k \lambda_1 / a \qquad \text{(III-1)}$$

En fait, pour que le Sisam devienne, non plus un monochromateur, mais un spectromètre, il faut que l'on fasse varier la valeur de i pour laquelle il est réglé, ce qui, d'après (III-1), entraîne une variation de longueur d'onde. Il faut donc que les réseaux tournent d'un même angle(1), avec une précision que nous examinerons ultérieurement.

En plus, comme dans tous les spectromètres, on désire obtenir une parfaite régularité de rotation de chaque réseau, ce qui est utile pour obtenir des spectres facilement étalonnables : bien que théoriquement, cette condition ne soit pas indispensable pour obtenir la synchronisation des mouvements des réseaux, elle est en pratique très utile.

Enfin, et c'est là une propriété nullement indispensable, il est commode d'avoir une proportionnalité entre le nombre de tours du moteur d'entraînement et les longueurs d'onde - ce qui est réalisé dans notre appareil - ou les nombres d'onde.

La figure 14 schématise le système de rotation des réseaux adopté :

Le support de chaque réseau porte deux billes de ϕ 25 mm, l'une au-dessus, l'autre en-dessous : la ligne des centres sensiblement verticale (à ε près, cf. & 1-7), est contenue dans le plan du ré-

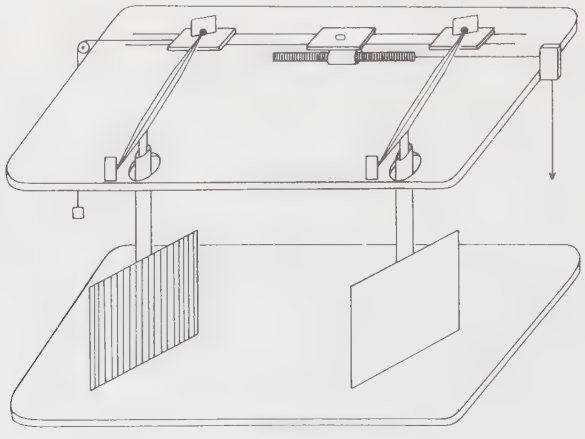


Fig. 14

---

(1) Nous verrons au § 7-5 que l'on peut également envisager de faire varier l'indice du milieu où se trouve le Sisam, si l'on ne désire pas une grande amplitude de balayage.

seau et constitue l'axe de rotation de celui-ci. Ces billes sont appliquées par des ressorts contre des "vés" à arête verticale creusés dans une pièce massive, elle-même solidaire de la carcasse massive qui constitue l'ossature du Sisam. La bille inférieure repose sur une surface polie. Toutes les surfaces planes en contact avec une bille portent un mince film de Téflon pour assurer la lubrification.

Le support du réseau se prolonge par une pièce cylindrique creuse, qui, à travers un trou percé dans le "toit" de la carcasse, débouche sur ce toit. Dans cette pièce creuse est emmanché un axe vertical solidaire d'un long bras sensiblement horizontal qu'on aperçoit sur la photographie (n° 18, fig. 10). L'axe peut, si l'on veut, tourner dans la pièce creuse, ce qui permet de modifier au besoin l'angle du bras horizontal avec la normale au réseau.

Les deux bras ont en principe même longueur pour assurer le synchronisme de rotation des deux réseaux. En fait, par suite de l'angle ε précité, ils ne sont horizontaux ni l'un ni l'autre et ce sont leurs projections sur le plan horizontal qui doivent avoir même longueur : pour réaliser cette égalité, l'un des bras peut être allongé de quantités mesurables avec un vernier.

Les deux bras ont environ 400 mm de long et portent un contrepoids destiné à obtenir que, malgré la longueur du bras, son centre de gravité soit situé sur l'axe de rotation du réseau. A l'extrémité du bras se trouve fixée une petite bille (ϕ 8 mm).

Par ailleurs, le "toit" de la carcasse porte, sur des paliers, une vis-mère de très bonne qualité de diamètre 30 mm et de pas 1 mm. La vis-mère est horizontale et parallèle au plan bissecteur extérieur des plans des deux réseaux. Cette vis-mère entraîne dans sa rotation un écrou intégrateur portant des machoires en téflon (fig. 14).

D'autre part, parallèlement à la vis-mère, sont disposées des glissières (n° 19, fig. 10) sur lesquelles reposent, chacun par 6 points trois chariots. Le chariot central (20), situé juste au-dessus de l'écrou intégrateur lui est relié par une grosse vis, avec rattrapage de jeu par deux contrepoids. Les deux chariots extrêmes sont en principe équidistants du chariot central, la distance de l'un d'eux étant réglable par micromètre. Ces deux chariots portent chacun un plan métallique vertical (17), dont l'orientation est modifiable : c'est sur ces deux plans que glissent les deux billes de ϕ 8 mm précitées qui sont appliquées sur les plans par des ressorts. Nous verrons que ce dispositif permet de réaliser, d'une part une proportionnalité entre nombre de tours et longueurs d'onde, d'autre part le synchronisme des deux réseaux.

Enfin, la vis-mère est entraînée par des moteurs par l'intermédiaire d'une boîte de démultiplication d'un rapport 100. Ces moteurs, situés en dehors de la cloche à vide (avec un passage étanche), ont leur axe vertical. Il s'agit d'un moteur rapide, à vitesse réglable (100 à 400 tours/minute) et de qualité médiocre, utilisé uniquement pour changer de région spectrale, et d'un moteur lent, de 2 t/min., de bonne qualité, qui est débrayé quand le moteur rapide est en fonctionnement. Dans la dernière partie de notre travail, nous avons également utilisé un moteur très lent : 0,1 t/min qui pouvait être substitué au moteur lent. Un compte-tours solidaire de l'axe de rotation permet d'estimer environ 0,01 tour si nécessaire.

Pour fixer les idées, signalons qu'un tour de la vis-mère représente, dans le premier ordre de nos réseaux, 163 Å, c'est-à-dire qu'un tour de moteur représente 1,63 Å quelle que soit la longueur d'onde, soit environ 0,6 cm^{-1} vers 6 000 cm^{-1}.

3-2 - ETUDE THEORIQUE DU SYSTEME D'ENTRAINEMENT

3-2-1. Condition de linéarité.

Considérons (fig. 14 et 15), le système d'entraînement d'un réseau. Pour simplifier, nous ferons $\varepsilon = 0$: l'axe du réseau est donc vertical et le bras horizontal.

Soit OB le bras de longueur l, B est la bille qui glisse sur le plan BC. Ce plan BC fait un angle ψ avec la glissière AB. Pour cette position C du chariot, le rayon incident fait avec la normale au réseau l'angle i. Lorsque le bras est normal à la glissière, la bille est en A (OA = OB = l) et la valeur de i est i_o.

Nous montrerons dans l'annexe H que si l'on désire que le déplacement x du chariot (donc le nombre de tours du moteur) soit une fonction linéaire de la longueur d'onde, il faut réaliser la condition :

$$\psi = \pi/2 - i_o \qquad (III.2)$$

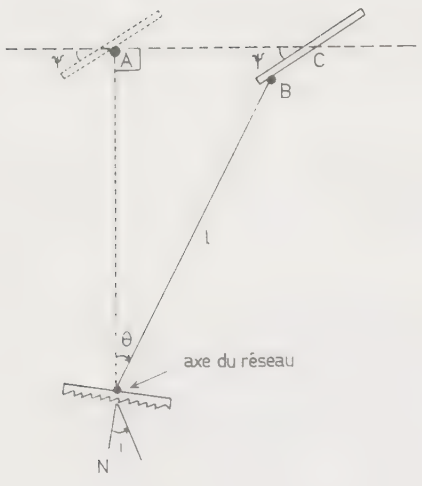


Fig. 15

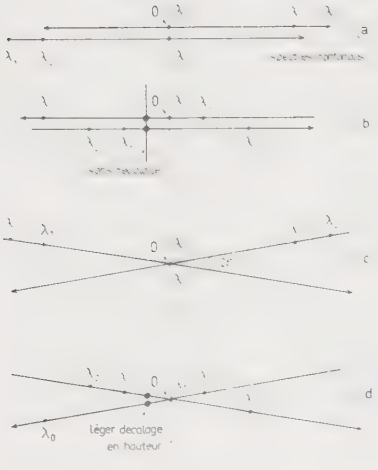


Fig. 16

qui entraîne

$$x = k(\lambda - \lambda_o)/2\, a \cos i_o \qquad \text{(III-3)}$$

Il est souvent commode, mais non obligatoire, de prendre i_o voisin de l'angle de miroitement β du réseau, qui est souvent situé au milieu du domaine où l'on travaille : c'est ce que nous ferons dans les applications numériques qui suivent.

3-2-2. Défauts de synchronisme des deux réseaux.

Dans l'annexe H, nous montrons que si les deux réseaux ne tournent pas en synchronisme parfait, ceci n'a que très peu d'importance tant que $\varepsilon = 0$, car il existe alors toujours une longueur d'onde pour laquelle les images données par les deux réseaux sont confondues, en un point très légèrement différent du centre du diaphragme de sortie. Par contre si $\varepsilon \neq 0$, il s'introduit, même pour la longueur d'onde précitée, un décalage en hauteur des images qui entraîne un déréglage du Sisam (fig. 16).

Nous montrons dans l'annexe H que si, pour une certaine position des réseaux, les angles d'incidence sont i sur le premier et î sur le second, il y aura un déréglage complet du Sisam - c'est-à-dire une amplitude de modulation nulle - pour la valeur :

$$i - \hat{\imath} = \lambda \varepsilon \cdot l. \qquad \text{(III-4)}$$

Dans ce qui suit, nous ferons d'abord les calculs en supposant $\varepsilon = 0$, ce qui nous donnera une valeur de $i - \hat{\imath}$, puis, en appliquant la formule (III-4), nous calculerons la valeur limite du déréglage. Il est clair que le déréglage complet est en fait un déréglage beaucoup plus important que ce que l'on peut admettre en général, mais nous aurons ainsi un bon ordre de grandeur.

A - Inégalité des deux bras.

Si nous supposons que les systèmes d'entraînement des deux réseaux ont des longueurs de bras différentes, les autres paramètres restant égaux, le réglage effectué pour la longueur d'onde λ_o ne se conserve pas pour une autre longueur d'onde λ. Nous montrerons dans l'Annexe H qu'un déréglage complet se produit si la différence de longueur des deux bras vaut :

$$l' - l = \frac{2\lambda}{\varepsilon \cdot \mathcal{N} \cdot k(\lambda_o - \lambda)} \qquad \text{(III-5)}$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre total de traits du réseau.

Application numérique :

Prenons $\lambda_o = 2\mu$, $\lambda = 1{,}5\mu$, $k = 1$, $\mathcal{N} = 38\,000$, $l = 400$ mm, et $\varepsilon = 0{,}0374$ (cf. § 1-7).

On trouve : $l' - l = 1{,}7$ mm pour un déréglage complet.

Une telle précision de réglage n'est pas très difficile à obtenir d'autant plus que l'un des bras est allongeable de petites quantités, mesurables avec un vernier.

B - Influence d'une mauvaise orientation relative de l'axe des réseaux et du bras.

Nous supposons maintenant que les deux systèmes d'entraînement sont identiques mais que, lorsque les deux bras sont simultanément perpendiculaires à la glissière, les angles que le rayon moyen fait avec la normale à chacun des réseaux n'est pas le même : i_o pour l'un, $\hat{\imath}_o$ pour l'autre.

Comme il est démontré dans l'annexe H, la valeur de $\hat{\imath}_o - i_o$ qui produit un déréglage complet lorsqu'on passe de λ_o à λ est donnée par :

$$\hat{i}_o - i_o = \frac{\cdot \cdot \cos i}{\varepsilon \cdot W \cdot \cos i \cdot (\cos i_o - \cos i)} \qquad \text{(III-6)}$$

Application numérique :

Pour les mêmes valeurs numériques que plus haut et en ajoutant que les réseaux ont 300 traits/mm, on obtient :

$$\hat{i}_o - i_o = 15 \cdot 10^{-3} \text{ rad.} \cong 50' \text{ d'arc}$$

Ce réglage n'est pas très facile car on ne dispose pas, pour l'effectuer, de dispositif de réglage fin.

C - Influence d'une mauvaise inclinaison des patins sur lesquels glissent les billes.

Nous supposons maintenant que les deux systèmes d'entraînement ne diffèrent que par l'angle ψ (cf. fig.15) des deux patins, sur lesquels glissent les billes, avec la glissière.

D'après l'annexe H, le déréglage sera complet pour λ si la différence des deux valeurs de ψ est telle que :

$$\Delta\psi = \frac{\lambda}{\varepsilon \cdot W \cdot [1 - \cos(i - i_o)]} \qquad \text{(III-7)}$$

Application numérique :

Avec les mêmes valeurs numériques que précédemment, on obtient un déréglage complet pour :

$$\Delta\psi = 0,104 \text{ rad.} \cong 6°$$

On notera que ce réglage de ψ est très aisé à réaliser. Toutefois, vu la forme de la relation (20) de l'annexe H, si l'on se montre plus exigeant sur le domaine de longueur d'onde à explorer sans déréglage, les exigences sur $\Delta\psi$ deviennent rapidement plus draconiennes.

D - Conclusion.

Nous avons fait les calculs précédents en considérant les différents déréglages indépendamment. Il est toutefois évident que s'ils se produisent simultanément, une certaine compensation pourra se produire entre les différents déréglages. D'autre part, la méthode utilisée, qui consiste à n'introduire ε qu'à la fin du calcul prête un peu le flanc à la critique. Nous ne retiendrons donc que les ordres de grandeur :

Si, avec notre système d'entraînement, nous désirons que le Sisam, réglé à 2 microns ne soit complètement déréglé que vers 1,5 μ, ceci implique l'égalité des deux bras à 1,7 mm près, l'égalité des deux valeurs de i à 50' près, et le parallélisme des deux patins à 6° près.

3-3 - DEFAUTS RESULTANT D'UNE MAUVAISE ORIENTATION DES RESEAUX PAR RAPPORT A L'AXE DE ROTATION

Théoriquement, l'axe de rotation d'un réseau doit être, d'une part parallèle au plan de ce réseau et, d'autre part, parallèle aux traits du réseau. Nous allons étudier ce qui se passe quand ces conditions ne sont pas remplies. Nous nous limiterons pour simplifier au cas où $\varepsilon = 0$.

3-3-1. Cas où l'axe de rotation d'un réseau n'est pas parallèle à son plan.

Avec les axes définis dans l'Annexe A, le rayon incident est suivant Ox, l'axe de rotation suivant Oz et le plan des réseaux fait un petit angle ζ avec Oz.

Ces hypothèses sont mathématiquement équivalentes à celles-ci : plan des réseaux *fixe* suivant YOZ, axe de rotation situé à l'intersection des plans $Y = 0$ et $X \cos\zeta - Z \sin\zeta = 0$ et rayon incident tournant autour de cet axe d'un angle i, tout en restant constamment perpendiculaire à l'axe de rotation.

Dans ces conditions, si nous supposons de plus que les traits du réseau sont parallèles à OZ (c'est-à-dire que la projection de l'axe sur le plan du réseau est parallèle aux traits), nous nous trouvons exactement dans les conditions définies à l'Annexe B (fig. 40).

Les cosinus directeurs du rayon incident suivant OXYZ sont : cos i. cos ζ ; sin i ; - cos i. sin ζ .

En utilisant les notations de l'annexe B, on a donc sin ω = - cos i. sin ζ d'où sin ω' = cos i. sin ζ .

Le décalage angulaire, en hauteur, entre le rayon incident et le rayon diffracté, vaut donc, si ζ est petit :

$$\omega + \omega' = 2\zeta \, . \cos i$$

La seule quantité intéressante est la variation de ce décalage angulaire, car on peut toujours supposer qu'il a été annulé pour la longueur d'onde λ_o. On a :

$$\Delta\omega = 2\zeta \, . (\cos i - \cos i_o) \qquad \text{(III-8)}$$

D'autre part, un calcul simple montre que si l'on considère les projections des rayons incidents sur XOY, on a $i_\rho = i'_\rho$, chacun de ces angles ne différant de i que par des termes du second ordre par rapport à ζ.

On constate donc que ce défaut introduit uniquement un décalage en *hauteur* du rayon incident et du rayon diffracté, le décalage latéral étant négligeable.

Considérons maintenant ce qui se produit lorsque l'un des réseaux du Sisam présente ce défaut et l'autre non :

Les deux rayons diffractés feront alors un angle donné par (III-8), ce qui équivaut à un prisme virtuel, entre les deux réseaux, d'angle A = $\Delta\omega/2$ et d'arête *horizontale*. En tenant compte de (I-5) et du fait qu'il s'agit ici d'un Sisam apodisé en losange, on obtient une amplitude de modulation multipliée par le facteur :

$$\frac{\sin^2 [\pi \, . \, H. \, \zeta \, . \, (\cos i - \cos i_o)/\lambda]}{[\pi \, . \, H. \, \zeta \, . \, (\cos i - \cos i_o)/\lambda]^2}$$

Si comme nous l'avons fait dans l'Annexe H, nous considérons le Sisam comme complètement déréglé lorsque cette quantité s'annule, la valeur correspondante de ζ est :

$$\zeta = \lambda/H \, . (\cos i - \cos i_o) \qquad \text{(III-9)}$$

Application numérique :

Avec les mêmes valeurs numériques qu'au § 3-2 et H = 102 mm, on obtient un déréglage complet pour 1,5 μ, le réglage ayant été fait à 2 μ, pour $\zeta = 7,2.10^{-4}$ rad. soit environ 2,5 minutes d'arc, valeur extrêmement petite.

3-3-2. Cas où l'axe de rotation est parallèle au plan du réseau mais non à ses traits.

Un calcul tout à fait similaire conduit à

$$\Delta'\omega = 2\chi \, . (\sin i - \sin i_o) \qquad \text{(III-10)}$$

où χ est l'angle des traits du réseau avec l'axe.

On remarquera que $\Delta'\omega$ est une fonction *impaire* de $i - i_o$ alors que $\Delta\omega$, donné par (III-8) est une fonction *paire*. Cette remarque permettra expérimentalement de distinguer ces deux effets.

La valeur de χ conduisant à un déréglage complet est :

$$\chi = \lambda/H \, . (\sin i - \sin i_o)$$

ou, si l'on préfère, en tenant compte de (III-1) :

$$\chi = 2a\lambda/H \, . k \, . (\lambda - \lambda_o) \qquad \text{(III-11)}$$

Application numérique :

Avec les mêmes hypothèses que précédemment, on aboutit à $\chi = 1,96.10^{-4}$ rad. $\cong 40''$, valeur extrêmement petite, elle aussi.

3-3-3. Conclusion.

Nous voyons que ces défauts d'orientation relative de l'axe de rotation et des réseaux entraînent essentiellement des décalages en hauteur, qui peuvent être corrigés si l'on n'est pas trop exigeant sur le domaine spectral à balayer sans déréglage. Lorsque les deux effets existent simultanément, on les distinguera par leur parité par rapport à $i - i_o$.

3-4 - METHODE DE REGLAGE DES RESEAUX

On commence par disposer les réseaux et la lame séparatrice à leur place approximative, ainsi que les miroirs situés avant la séparatrice. Ensuite, on éclaire l'ensemble par un faisceau parallèle défini par une petite ouverture du diaphragme-iris situé à l'entrée, au moyen de lampes à vapeur de Mercure. Pour les réglages géométriques, il est commode d'utiliser une lampe haute-pression qui donne des images très lumineuses. Par contre, dès qu'il s'agit d'obtenir des franges d'interférence, les raies données par la lampe précédente sont trop larges et il faut utiliser une lampe basse-pression, bien moins lumineuse. Dans la plupart des cas, nous avons utilisé la raie verte 5 461 Å dans les différents ordres du réseau.

Dans le plan focal du miroir de sortie, on observe les spectres de raies donnés par les deux réseaux. Ils sont dispersés dans deux directions opposées et sont inclinés par rapport à l'horizontale à cause de l'angle ε défini au § 1-7 (fig. 8d). Les deux bras des réseaux étant rendus indépendants de leurs chariots d'entraînement, on amène à coïncidence l'image, donnée par chaque réseau, d'une même raie observée dans le même ordre k du réseau. Cette coïncidence est réalisée en tournant les bras des réseaux - pour les déplacements horizontaux - et en agissant sur les réglages grossiers de la séparatrice pour les déplacements verticaux.

Dans une première étape, on cherche à éliminer les défauts signalés aux § 3-3-1 et 3-3-2. Pour cela, le réseau 1 étant fixe, on tourne le réseau 2 de façon à amener successivement les différents ordres d'une même raie en coïncidence "horizontale" avec l'image donnée par le réseau 1. Il y a en général un décalage en hauteur variable avec l'ordre. L'allure des variations avec i (on aura intérêt à prendre i aussi bien positif que négatif) indique quel est celui des deux défauts précités qui prédomine. On agit en conséquence sur les deux réglages des boîtiers du réseau 2.

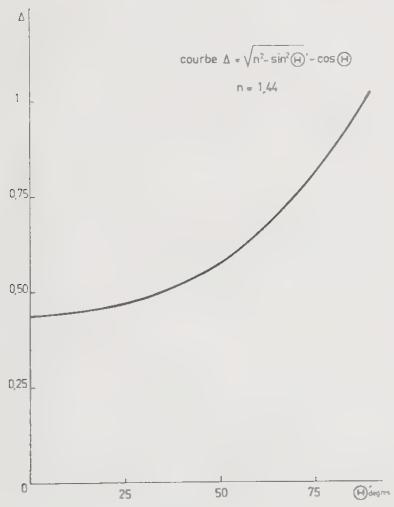


Fig. 17

Une fois ce réglage réalisé géométriquement, avec une lampe haute pression, on l'améliore en utilisant les franges obtenues avec une lampe basse pression : lorsque les réseaux sont décalés "horizontalement" (non-concordance des longueurs d'onde), on observe des franges verticales. Lorsque la coïncidence s'améliore, les franges pivotent et deviennent horizontales, indice qu'il y a un décalage en hauteur, qui peut se corriger par le réglage fin de séparatrice jusqu'à donner une teinte plate, plus ou moins bonne suivant les caractéristiques des surfaces optiques. Dans ces opérations, à un décalage en hauteur "positif" ou "négatif" correspondra une tension ou une détente du réglage fin.

Ensuite, les rôles des réseaux 1 et 2 sont inversés, de façon à régler le réseau 1.

Dans une deuxième étape, on cherche à obtenir la correction des défauts signalés au 3-2-2. Pour cela, après avoir incliné les plans de glissement de façon à satisfaire approximativement la relation (III-2), on fixe les réseaux à leurs chariots respectifs et ceux-ci au chariot central, ce dernier rendu indépendant de la vis-mère. Ensuite, on fait varier la distance inter-chariots (paramètre p_o) pour obtenir la coïncidence des deux images d'une même raie dans le même ordre. En déplaçant l'ensemble des chariots, on fait alors apparaître les deux images dans un autre ordre à l'emplacement du trou de sortie. En général, il n'y a pas coïncidence parfaite dans cet ordre et pour l'obtenir il faut faire varier p_o, qui comme nous l'avons vu, est une mesure du déréglage. Ensuite, en agissant par approximations successives, d'une part sur la position d'un des bras par rapport à l'axe du réseau (paramètre $\hat{1}_o$) et sur la longueur l' de ce bras, on obtient que la coïncidence réalisée sur un ordre se conserve sur les ordres voisins.

3-5 - MONTAGE ET REGLAGE DE LA LAME COMPENSATRICE

3-5-1. Généralités.

Nous avons vu (§ 1-2) qu'il était nécessaire de faire varier la différence de marche entre les deux bras du Sisam suivant une loi du type $\delta = vt$ où t représente le temps. Connes a étudié (réf. [22] § V-2) les différentes façons théoriques de réaliser cette condition. Nous ne reviendrons pas sur cette discussion qui montre que le procédé le plus simple à réaliser consiste en une variation en "dents de scie" de δ comme l'indique la figure 18a.

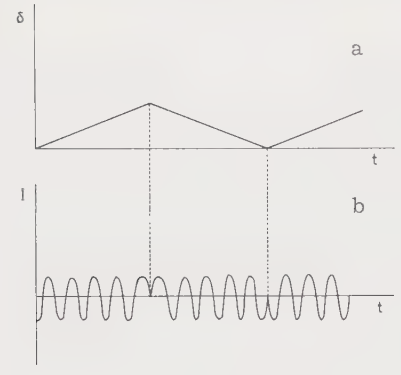


Fig. 18a et b.

Dans ces conditions, aux points anguleux de la dent de scie, le changement instantané du sens de variation de δ provoque un changement de phase instantané du signal modulé par le Sisam (fig. 18b), donc un régime transitoire. Ceci n'est pas grave si le nombre d'oscillations contenues dans une période des dents de scie est suffisamment grand. En effet, le signal est alors composé de trains d'onde contenant chacun n_1 périodes et sans cohérence entre eux, ce qui, moyennant des constantes de temps convenables dans l'amplificateur et l'enregistreur, donnera le même résultat qu'une onde sinusoïdale illimitée.

Toutefois, ceci suppose, d'une part, que le changement de sens de δ puisse effectivement être qualifié d'instantané, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas plusieurs oscillations aberrantes à ce moment, d'autre part que la constance de la vitesse v soit réalisée correctement, de manière à ce que la fréquence $N = v\sigma$ du signal modulé ne varie pas d'une manière exagérée, ce qui se traduirait par un "pseudo-bruit" de modulation (cf. § 5-2-1). La réalisation pratique d'une modulation réalisant ces conditions est loin d'être facile et ceci explique que plusieurs variantes aient été essayées :

a) Dans la réf. [5] et dans les premiers essais de Connes (réf. [22] § VII-2), la variation de δ est réalisée par rotation de la lame compensatrice, grâce à un moteur et une came à double spirale d'Archimède. Cette méthode a été abandonnée par Connes car il n'a pas été possible d'éliminer les vibrations dues aux passages sur les points anguleux de la came.

b) Oscillation d'une compensatrice verticale avec entretien électrique du mouvement [22].

c) Oscillation de la compensatrice autour d'un axe horizontal avec dispositif d'entretien et de régulation. C'est le dispositif réalisé dans notre appareil.

d) Enfin, nous avons en projet la réalisation de la modulation par variation de *l'épaisseur* de la compensatrice (cf. § 9-1).

3-5-2. Epaisseur des lames.

Lorsqu'une lame de verre d'indice n est introduite sur le trajet d'un rayon lumineux qui fait un angle Θ' avec la normale à cette lame, l'augmentation de chemin optique obtenue par cette adjonction est, non pas $e_o(n - 1)/\cos\Theta'$, comme l'indique un raisonnement rapide mais

$$\Delta = e_o(n^2 - \sin^2\Theta')^{\frac{1}{2}} - e_o\cos\Theta' \qquad \text{(III-12)}$$

comme nous le montrons à l'annexe C. Lorsque l'angle Θ' varie, le chemin optique varie. Le tracé de la courbe $\Delta = f(\Theta')$ montre (fig. 17) qu'elle est d'allure parabolique pour les valeurs de Θ' qui peuvent nous intéresser. Comme on peut espérer réaliser des variations de Θ' en fonction du temps qui soient presque linéaires, il s'ensuit qu'il faut s'efforcer d'obtenir que Δ soit une fonction presque linéaire de Θ'. Pour cela on ne fera varier Θ' que de petites quantités autour d'une valeur moyenne Θ assez différente de zéro. D'où le choix, assez arbitraire, de $\Theta \cong 27°$: il faut remarquer d'ailleurs que le choix d'une valeur de Θ plus faible que 45°, pour la séparatrice cette fois, permet de gagner en encombrement pour l'ensemble de l'interféromètre.

Application numérique :

Quelle variation de chemin optique donnera une lame d'Infrasil d'épaisseur 15 mm (n = 1,44), traversée 2 fois, si l'angle Θ' varie de ± 1° autour de 27° ? On trouve 0,165 mm, c'est-à-dire environ 100λ vers 1,6μ. Le nombre n_1 de périodes du signal contenues dans une demi-période d'oscillation de la lame est donc de 100 dans cette région, ce qui est raisonnable. Pour des longueurs d'onde plus élevées, il est cependant préférable d'autoriser un débattement supérieur à ± 1°.

Si l'on désire que le signal modulé ait une fréquence de 125 Hz, il faut que cette demi-période d'oscillation soit effectuée en 100/125 de seconde, d'où une fréquence d'oscillation de la lame de 0,625 Hz à cette longueur d'onde.

3-5-3. Réalisation pratique de la Compensatrice.

La compensatrice est tenue dans un support métallique qui porte deux couteaux verticaux dont les arêtes horizontales sont dans le prolongement l'une de l'autre et définissent l'axe d'oscillation de la compensatrice. Des masselottes situées aux extrémités du support et mobiles les unes verticalement, les autres horizontalement permettent de régler le centre de gravité de l'ensemble support-lame de façon à l'amener sur l'axe de rotation de sorte que le système soit en *équilibre indifférent* : c'est l'entretien qui assurera le mouvement et non les forces de gravité.

D'autre part, un bâti massif, reposant non pas sur la "carcasse" du Sisam mais sur la platine qui porte l'ensemble - ceci pour éviter que les vibrations ne se communiquent à l'interféromètre - porte deux surfaces polies légèrement convexes sur lesquelles vont reposer les deux couteaux(1).

Par ailleurs, la partie inférieure du support de compensatrice porte une petite lame de ressort, assez rigide,qui vient heurter deux butées situées sur le bâti qui limitent ainsi à ± 1° environ le débattement angulaire de la lame. Lorsque la lame heurte une des butées, il se produit un contact électrique qui provoque le fonctionnement du système d'entretien (cf. § 4-2). Pour améliorer le contact électrique et réduire le charbonnage dû aux étincelles, la lame est munie de pastilles d'argent.

On voit que les paramètres sur lesquels on peut agir pour améliorer le fonctionnement de la compensatrice sont, outre les paramètres électriques sur lesquels nous reviendrons : la position des couteaux sur les surfaces polies, la position du centre de gravité et, si nécessaire, les dimensions et la raideur de la petite lame précitée. On peut également, si le besoin s'en fait sentir, augmenter le débattement angulaire des lames.

Il est indiscutable que la réalisation des oscillations de la compensatrice est la partie *la plus critique* du Sisam et que, malgré l'aide qu'apporte l'électronique, la solution actuellement utilisée ne peut être considérée comme définitive. Nous signalerons au § 9-1 une autre solution en projet.

---

(1) Dans une première version, les couteaux étaient fixes et le support de compensatrice portait deux dièdres, pointe en haut, qui venaient reposer sur les couteaux : les frottements étaient trop considérables. De même a été abandonnée la solution inverse : dièdres fixes et couteaux mobiles. La solution actuelle, bien que réduisant au minimum les frottements, présente l'inconvénient que les couteaux peuvent glisser sans entrave sur les surfaces polies : d'autres solutions sont encore à l'essai.

CHAPITRE IV

PARTIE ÉLECTRONIQUE DU S.I.S.A.M.

4-1 - VUE D'ENSEMBLE

La figure 19 donne le schéma de principe de cette installation. Il faut y distinguer les parties indispensables et les parties secondaires, voire facultatives :

Dans les parties indispensables figurent le dispositif d'entretien de la compensatrice, qui produit la modulation du signal, la cellule signal ainsi que l'amplificateur et l'enregistreur qui lui succèdent.

Dans les parties secondaires figurent la cellule référence et l'amplificateur correspondant dont l'usage essentiel est d'alimenter le dispositif de régulation du mouvement de la compensatrice.

Enfin, le dispositif de contrôle de la fréquence, bien qu'utile pour les réglages, n'est pas indispensable au fonctionnement du Sisam. Il en est de même d'un oscillographe cathodique qui ne figure pas sur le schéma.

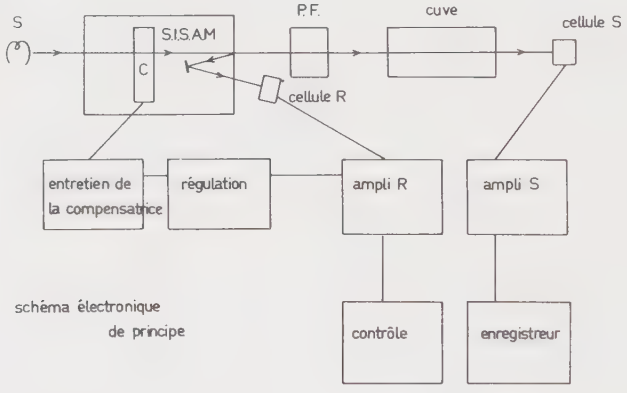


Fig. 19

4-2 - L'ENTRETIEN DE LA COMPENSATRICE

Nous avons décrit au §3-5-3 la disposition des pièces dans la compensatrice. A cela, il faut ajouter que le support mobile de la compensatrice porte à sa partie inférieure deux petits aimants cylindriques dont la direction est normale à la surface de la lame. Ces deux aimants s'enfoncent plus ou moins profondément à l'intérieur de deux bobines situées sur le bâti fixe. Ces bobines portent l'une et l'autre deux enroulements en sens opposés, dont l'un est parcouru par un courant permanent et l'autre par un courant intermittent : pour simplifier nous les désignerons par "enroulement permanent" et "enroulement intermittent". C'est par l'intermédiaire de ces bobines et de ces aimants qu'est réalisé l'entretien de la compensatrice.

Le principe élémentaire de l'entretien est le suivant : un condensateur C se charge à un potentiel élevé ; lorsque la lame métallique portée par le support de compensatrice touche la butée inférieure, ceci ferme un circuit qui permet au condensateur de se décharger dans l'enroulement "intermittent" d'une des bobines. L'impulsion de courant qui traverse alors cette bobine y fait ap-

paraître un champ magnétique qui repousse violemment l'aimant correspondant, entraînant la compensatrice. Lorsque la lame touche la butée supérieure, le condensateur qui s'est rechargé entretemps se décharge à nouveau, cette fois dans l'autre bobine, ce qui repousse la compensatrice vers le bas et le processus peut recommencer. Une résistance réglable permet de faire varier le potentiel final qu'atteint le condensateur au cours de sa charge et par là, l'énergie qu'il envoie dans les bobines.

Sous cette forme simpliste, ce dispositif présente des risques d'instabilité.

Pour augmenter la stabilité, on est conduit à procéder ainsi : lorsque le potentiel de C atteint une certaine valeur, on cesse de le charger et on maintient cette charge fixe jusqu'à ce que la lame vienne toucher une des butées, moment où on lui permet de se décharger dans une bobine pendant une durée parfaitement déterminée jusqu'à un potentiel qui n'est pas le potentiel zéro. Ensuite, le condensateur est déchargé à zéro, mais non dans la bobine, puis rechargé. De la sorte, les contacts sur les butées ne contribuent pas à fixer l'énergie envoyée dans les bobines mais seulement le moment où cette énergie est envoyée : si un des trajets de la compensatrice est trop long ou trop court - dans certaines limites - les trajets suivants n'en seront pas affectés. D'autre part, la décharge de C est progressive, donc la bobine est repoussée de manière régulière.

Ce procédé assure la stabilité de la période d'oscillation de la lame (voisine de 1 s.) et dans une moindre mesure la reproductibilité du mouvement d'une oscillation à l'autre. Il ne permet pas de garantir que la variation de δ soit linéaire en fonction du temps comme il serait souhaitable. Aussi, un circuit annexe permet d'envoyer dans les enroulements "permanents" d'une des bobines un courant continu ; comme l'aimant correspondant s'enfonce plus ou moins dans la bobine au cours du mouvement, il subit une force permanente, qu'on peut d'ailleurs régler. Ce dispositif a été supprimé lorsque nous avons réalisé le dispositif de régulation (cf. § 4-4).

L'ensemble ne permet de réaliser qu'*approximativement* la relation de linéarité désirée. Toutefois, on dispose d'un certain nombre de paramètres de réglages qui permettent d'en être assez près et de choisir la période souhaitée. Il ne faut en effet pas oublier que la fréquence du signal est $N = v.\sigma$, et que l'amplificateur est accordé sur une certaine fréquence N = 125 Hz, ce qui exige que v puisse varier lorsque le domaine spectral varie.

4-3 - LES MOYENS DE CONTROLE DE LA FREQUENCE.

Nous avons deux moyens d'étudier la modulation du signal en cours d'oscillation.

4-3-1 Le premier consiste à utiliser un oscillographe commercial, à écran rémanent, aux bornes verticales duquel on envoie le signal fourni par l'amplificateur, après filtrage et avant redressement. Avec des temps de balayage de l'ordre de plusieurs secondes, on observe des phénomènes du genre de ceux de la figure 20. Ils s'expliquent aisément si l'on tient compte de la forme de la courbe d'accord de l'amplificateur, qui est "grosso modo" une courbe en cloche centrée sur N=125 Hz. Pour un signal reçu constant, le signal transmis sera d'autant plus faible que sa fréquence est différente de 125 Hz. Les figures 20a, b, c correspondent à une fréquence d'oscillation de la compensatrice de plus en plus grande ; les traits verticaux (qui n'existent pas sur l'oscillographe) marquent les contacts sur les butées. En a, la fréquence est trop faible au voisinage des butées et correcte au milieu de la course. En b, la fréquence est correcte sur la plus grande partie de la course, et un peu lente aux butées. En c, la fréquence devient trop rapide au milieu de la course, ce qui produit un petit creux. Il est évident que, vu la forme symétrique de la fonction de filtrage, la confusion entre une fréquence trop grande et une fréquence trop petite est possible. Mais si l'on sait que les figures a, b, c correspondent à une oscillation de plus en plus rapide - ce qui est possible puisqu'on est maître de varier la période dans un sens connu - l'ambiguïté disparaît. Dans ces conditions, on sait qu'il faut légèrement augmenter la vitesse au voisinage des butées dans la figure b.

Enfin, la figure d représente un cas où l'aller et le retour de la lame ne sont pas identiques ; il faut dans ce cas agir sur l'équilibrage des impulsions ou, éventuellement, sur la position du centre de gravité de la compensatrice.

Lorsque le réglage est parfait, la figure observée est une bande limitée par deux droites horizontales.

4-3-2 Le deuxième moyen est représenté par un dispositif spécialement conçu pour le Sisam : le signal, prélevé comme précédemment après filtrage et avant redressement dans l'amplificateur, est

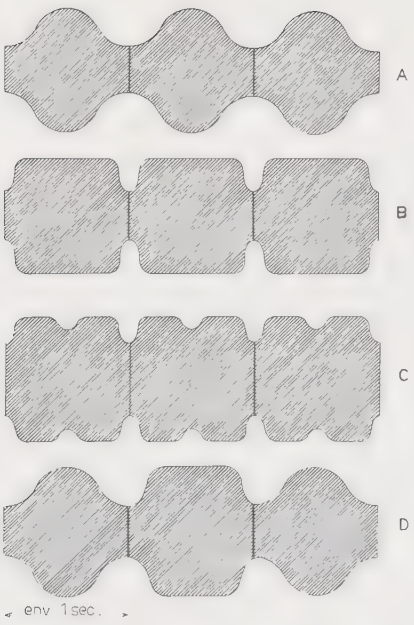


Fig. 20

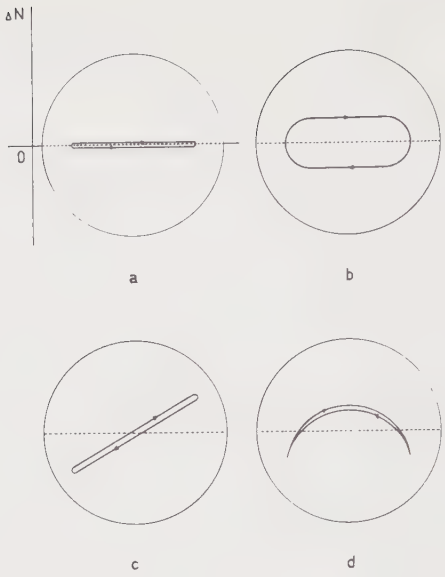


Fig. 21

envoyé dans un discriminateur de fréquence centré sur 125 Hz, qui donne donc un signal, positif ou négatif, proportionnel à l'écart entre la fréquence du signal et 125 Hz. Ce signal est envoyé sur les plaques horizontales d'un tube cathodique. Sur les plaques verticales un dispositif, utilisant des impulsions obtenues à chaque contact sur une butée, déplace le point lumineux alternativement de la gauche vers la droite pendant l'aller et de la droite vers la gauche pendant le retour de la compensatrice. L'écran est rémanent, de sorte que l'on peut lire une courbe donnant la fréquence en fonction du temps au cours d'un aller-retour.

Les constantes de temps sont évidemment choisies pour que le discriminateur réponde très rapidement (1/20 de s. par exemple) sinon, les indications données n'auraient aucun sens.

La figure 21 représente quelques-unes des situations observables :

a) réglage presque parfait.

b) aller trop rapide, retour trop lent : il faut équilibrer les impulsions correspondant aux deux bobines.

c) aller et retour identiques mais la compensatrice est trop rapide en haut de sa course et trop lente en bas : il faut agir sur les masselottes de façon à modifier la place du centre de gravité.

d) c'est équivalent à la figure 20c : vitesse trop faible au voisinage des contacts, et trop rapide au milieu de la course : ce genre de défaut peut aussi être supprimé par déplacement des masselottes.

4-3-3. Comparaison des deux moyens.

Ils présentent l'un et l'autre des avantages et des inconvénients :

Le premier n'exige aucune condition sur la grandeur du signal ni sur sa fréquence. Aussi déréglé que soit le Sisam, aussi loin de la bonne fréquence que l'on soit, il permet de comprendre ce qui se passe et d'y remédier. En plus, il donne aisément des indications sur la valeur et la forme du bruit de fond et permet aisément de mesurer le rapport signal/bruit. Par contre, au voisinage du bon réglage, l'ambiguïté signalée entre fréquence trop grande ou trop petite peut être gênante ; de plus, si la fréquence de balayage de l'oscillographe n'est pas un multiple entier de la fréquence d'oscillation, il est délicat de distinguer entre l'aller et le retour et de les corriger à bon escient.

Pour le second, les deux derniers défauts signalés n'existent pas. Par compte, le discriminateur ne fonctionne qu'avec un signal dépassant un certain minimum : sinon les déplacements ver-

ticaux sur l'écran n'ont absolument aucun sens. Il s'ensuit que si, à l'insu de l'utilisateur, le Sisam s'est fortement déréglé, ou encore si l'écart de fréquence est grand (plus de 10 Hz), ce qui entraîne que le signal filtré est très faible, les indications données par le dispositif sont totalement erronées.

Il faut en conclure que l'un et l'autre des dispositifs est à utiliser selon les circonstances et la période du réglage où l'on se trouve.

4-4 - REGULATION DU MOUVEMENT DE LA COMPENSATRICE

Il est clair que les procédés décrits en 4-2 ne permettent que de s'approcher d'une manière empirique du réglage idéal pour lequel N est constamment identique à 125 Hz. Pour éviter cet empirisme et les déréglages qu'entraîne la moindre variation souvent inévitable d'un paramètre - vieillissement d'un composant électronique, usure des couteaux ou des surfaces polies... - la seule méthode consiste en une auto-régulation du signal : c'est ce que nous avons réalisé.

Pour cela, le signal prélevé dans l'amplificateur *avant* filtrage, si possible, ou du moins après un filtrage à Q faible, est envoyé dans un discriminateur qui crée un courant, positif ou négatif, proportionnel à l'écart de fréquence avec 125 Hz. Ce courant sert à faire varier, autour d'une valeur de repos, le courant qu'une lampe envoie dans l'enroulement "permanent" (cf. § 4-2) d'une des bobines. L'enroulement permanent de l'autre bobine est traversé par un contre-courant continu, égal à la valeur du courant de repos précité. De la sorte, tout écart de fréquence se traduit par une force agissant sur la compensatrice pour l'accélérer ou la ralentir suivant le cas. Précisons qu'à l'aller et au retour le sens du courant dans les bobines est inversé. Enfin, des réglages permettent de faire varier les courants dans l'une et l'autre bobine : en effet, une autorégulation trop énergique produirait le phénomène bien connu des oscillations de systèmes autorégulés autour de la position d'équilibre.

Comme le système décrit au § 4-3-2, le dispositif que nous venons de décrire exige un niveau minimum du signal sans lequel il "s'emballe" : on est donc conduit à ne l'utiliser qu'une fois que le Sisam a été convenablement réglé et la fréquence correcte approximativement réalisée avec le dispositif d'entretien ordinaire ; l'accrochage du système de régulation est alors assez aisé. Il n'en est plus ainsi si le signal qui arrive de l'amplificateur a été trop énergiquement filtré. En effet, si le signal s'écarte alors un instant de la zone des 125 Hz, son niveau devient trop bas et l'autorégulation "s'emballe" d'une manière irrémédiable.

Remarquons que ce dispositif permet de faire varier la longueur d'onde, au moins dans un petit domaine (quelques %) sans avoir à retoucher à l'entretien de la compensatrice : sa vitesse est automatiquement modifiée de façon à ce que $N = v.\sigma$ reste égal à 125 Hz.

4-5 - LES AMPLIFICATEURS

Nous avons successivement utilisé trois amplificateurs, l'un commercial, les autres réalisés spécialement pour le Sisam.

4-5-1 L'amplificateur commercial était un amplificateur Jean Turck, à détection simple, de gain 200 000, ne comportant qu'une seule voie, pour le signal. La cellule référence n'était donc pas utilisée. Les dispositifs de contrôle et de régulation décrits précédemment fonctionnaient avec la cellule "signal", ce qui, dans certains cas, pouvait être gênant : en effet, lorsque se présente une bande d'absorption très intense, ou encore un spectre cannelé de Perot-Fabry avec un minimum très accusé, le rapport Signal/Bruit peut devenir insuffisant et le dispositif d'auto-régulation "décroche", ce qui ne se produit pas sur la cellule référence où ce rapport est, à très peu de choses près, constant.

4-5-2 Le deuxième amplificateur a été réalisé sur une idée signalée en [22] (§ V-4). Il s'agissait de réaliser un système à double faisceau "électronique", donnant directement sur l'enregistreur le rapport S/R du signal à la référence. Ce système permet d'éliminer les déréglages légers du Sisam, qui se produisent simultanément sur les deux faisceaux, d'éliminer également les bandes d'absorption parasites, qui affectent S et R mais non S/R, le "pseudo-bruit" de modulation, etc..

Pour cela, on utilise un enregistreur commercial Philips type PR 2210 A légèrement modifié et un amplificateur C.R.A. conçu à cet usage :

Le signal R, après passage dans un préamplificateur, est appliqué aux bornes du potentiomètre de l'enregistreur. Une fraction τ de R est ensuite prélevée entre une des bornes et le curseur du potentiomètre et retranchée du Signal S préalablement préamplifié d'une manière identique. Cette différence $S - \tau R$ est ensuite amplifiée avec filtrage et appliquée à l'entrée d'un détecteur synchrone qui reçoit en même temps R, lui aussi amplifié. Le signal continu résultant de la détection synchrone est proportionnel à $S - \tau R$ et a son signe. Il est appliqué au moteur qui entraîne le curseur de l'enregistreur. De la sorte, le curseur cesse de se déplacer lorsque $S - \tau R = 0$ c'est-à-dire précisément lorsque τ est égal au rapport S/R cherché. L'enregistreur indique donc directement ce rapport S/R. (fig. 22).

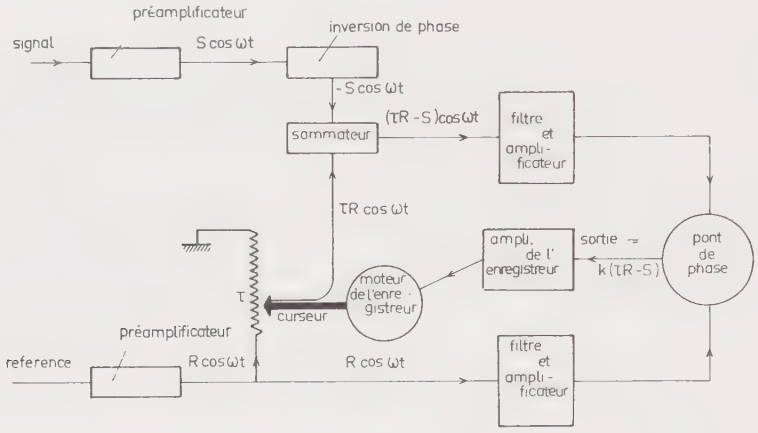


schéma de principe de l'amplificateur donnant le rapport S/R

Fig. 22

Ce système d'amplification, bien qu'il soit très utilisable (cf. fig. 24) a un défaut qui peut le rendre assez mal commode ; on sait que dans les amplificateurs à détection synchrone, encore appelés "à pont de phase", il est indispensable que les signaux Signal et Référence appliqués soient rigoureusement en phase. Dans un spectrographe à réseau classique, la référence est en général constituée par une petite lampe dont la lumière est modulée par le même modulateur tournant que le signal principal. Le déphasage est alors dû uniquement à la position de la petite lampe par rapport au modulateur ; même si ce réglage est délicat, il se conserve une fois effectué. D'ailleurs, assez souvent, l'amplificateur permet de faire varier le déphasage sans retoucher à la lampe. Faute de l'égalité de phase, on s'expose à observer des phénomènes aberrants, par exemple des décalages "négatifs" de l'enregistreur, ou des raies d'absorption avec des pieds "négatifs" (correspondant apparemment à une émission de lumière !)...

Malheureusement, cette égalité de phase entre $S - \tau R$ et R est difficile à réaliser, et surtout à maintenir avec le Sisam. En effet, les faisceaux signal et référence, bien qu'effectuant sensiblement le même trajet, proviennent l'un de la partie centrale du trou de sortie, l'autre de la partie annulaire (cf. § 2-6). Ils correspondent donc à des rayons n'ayant pas exactement rencontré les réseaux, la séparatrice et la compensatrice sous le même angle. Par suite, lorsque la différence de marche δ varie, les signaux qui correspondent aux différents points du trou de sortie ne sont pas en phase. La phase globale du faisceau Signal est une moyenne de celles des rayons élémentaires qui traversent le trou central et de même pour le faisceau Référence.

Or l'expérience montre que, très souvent, la différence entre ces deux phases n'est pas la même à l'aller et au retour de la compensatrice. De plus, le moindre déréglage, par exemple d'origine thermique (cf. § 5-3-2), qui se produit au cours d'un enregistrement, se traduit par un décalage en hauteur des faisceaux, donc par l'apparition d'un déphasage.

Il en résulte que, malgré ses avantages théoriques, ce système à double faisceau "électronique" produit, par le biais de la détection synchrone, l'apparition d'un "pseudo-bruit" de modulation(1) et d'une dérive en cas de léger déréglage.

---

(1) Même si la fréquence du signal lumineux est parfaitement stable, ceci par le simple fait que l'enregistreur n'indique pas la même chose à l'aller et au retour de la compensatrice.

4-5-3 Le dernier amplificateur, construit par C.R.A. sur notre demande, est bivalent. Dans l'une des positions, c'est un amplificateur à détection synchrone[1], utilisant *S* et *R* mais *ne* faisant *pas* leur rapport. Dans l'autre position, on a deux amplificateurs à détection simple, *indépendants*, l'un pour *S*, l'autre pour *R* ; sur la chaîne *R*, le filtre est peu sélectif ; au contraire, sur la chaîne *S*, le filtre, dont les caractéristiques sont représentées à la figure 23 est assez sélectif mais son sommet, au voisinage de 125 Hz, est sensiblement "carré", de façon à ce que le signal transmis dépende peu de la fréquence, lorsque celle-ci est voisine de 125 Hz : on peut ainsi espérer réduire considérablement le "pseudo-bruit" de modulation.

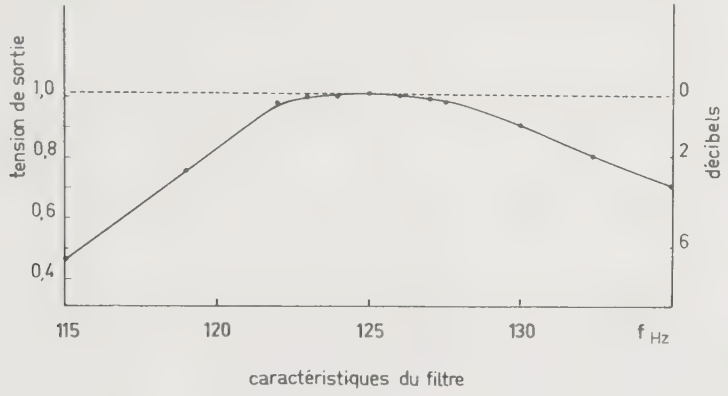


Fig. 23

Avec le premier et le troisième des amplificateurs précités, nous avons utilisé un enregistreur Philips PR 2 000 A sans aucune modification. Cet enregistreur et celui précédemment décrit possédaient plusieurs vitesses de déroulement du papier, les plus utilisées étant 1 200 et 2 000 mm/h ; avec la vitesse de 2 000 mm/h, un mm de papier correspond à 0,098 Å (0,035 cm^{-1} à 6 000 cm^{-1}) lorsque l'on utilise le moteur lent d'entraînement des réseaux (cf. § 3-1) et vingt fois moins lorsque l'on utilise le moteur très lent.

4-6 - LES CELLULES PHOTOCONDUCTRICES

Nous avons utilisé comme récepteurs de lumière des cellules photoconductrices au Sulfure de Plomb fabriquées par la SAT.

Pour la cellule référence, dont les usages ont été indiqués précédemment, l'intensité lumineuse est suffisante pour qu'on puisse utiliser une cellule de qualité courante, non refroidie et dont la mise en place n'a pas besoin d'être précise.

Par contre, pour la cellule "signal", il est utile d'avoir une cellule sélectionnée, de surface réduite (3 × 3 ou 5 × 5 mm, dans notre cas) et de la refroidir par un crayon de glace carbonique introduit dans le vase Dewar qui entoure la cellule.

L'utilisation de ces cellules appelle quelques remarques. Tout d'abord, la théorie du Sisam sous-entend implicitement que la lumière *non modulée* qui tombe sur la cellule ne joue aucun rôle, ce qui interdit pratiquement l'usage du Sisam dans la région de la lumière visible, où le seul bruit qui intervient est le "bruit de photons", proportionnel à la racine carrée du flux lumineux (réf. [22] § IV-3).

Par contre, en infrarouge, en première approximation, la lumière non modulée ne contribue pas à modifier le bruit qui est essentiellement un "bruit d'obscurité". Mais, un autre phénomène intervient, ou, du moins peut intervenir : *l'éblouissement* de la cellule. Le flux lumineux non modulé diminue, s'il est suffisamment intense, la sensibilité que présente le récepteur pour le flux modulé. Cet effet signalé par Connes ([22] § IV-2-3), explique peut être *en partie* l'expérience suivante que nous avons pu faire :

La cellule étant placée à son emplacement habituel, éclairons-la avec une lampe alimentée en courant alternatif ; l'amplificateur indique alors une valeur S ; allumons alors l'arc au Zirconium

(1) Il faut remarquer qu'en détection synchrone, si la phase ne varie pas, une variation de fréquence seule ne crée pas, en principe, de "pseudo-bruit de modulation" puisqu'elle a lieu en même temps sur le signal et sur la référence.

qui sert normalement au fonctionnement du Sisam, tout en gardant *arrêtée* la compensatrice : cette lumière n'est donc pas modulée. Or, l'amplificateur ne donne plus alors que 0,6 S, ce qui prouve que la lumière continue diminue alors la sensibilité de la cellule de 40 %. Si nous interposons entre la lampe à arc et la cellule un verre au Manganal (absorbant le visible sans absorber l'infrarouge), le signal remonte à 0,69 S : ceci montre que les radiations responsables de cet effet sont surtout celles qui correspondent au premier ordre du réseau et, accessoirement seulement les radiations visibles correspondant au 2° et 3° ordres.

Cette expérience peut de toute évidence s'interpréter par un éblouissement de la cellule par la lumière non modulée. Mais une autre interprétation, plus vraisemblable, est que la lumière non modulée provoque une *variation de la résistance de la cellule*, variation non compensée par une variation de la résistance de charge, qui devrait toujours rester égale à la résistance de la cellule. Un tel effet a en effet pu être mesuré quand une cellule au sulfure de plomb est éclairée par la lumière du soleil.

Quelle que soit la cause de ce phénomène, il faut retenir que les cellules ne sont pas totalement insensibles au flux non modulé : en particulier, la comparaison de deux expériences où ce flux non modulé ne serait pas le même (par exemple, deux expériences avec des diaphragmes différents pour le Sisam) risque d'être, au moins partiellement erronée.

Une autre remarque à faire est la suivante : les cellules que nous avons utilisées ne présentent pas une surface homogène. La surface de la cellule étant conjuguée optiquement des trous d'entrée et de sortie, tout se passe comme si un écran de densité optique non uniforme était placé sur l'un de ces trous, ou encore, comme si la source lumineuse n'avait pas une brillance identique pour tous les rayons pénétrant dans le Sisam. On conçoit que ceci peut entraîner des effets très anormaux, par exemple des perturbations de la fonction d'appareil. Il est donc indispensable de prévoir des systèmes de réglage très fin pour trouver la position exacte de la cellule signal.

CHAPITRE V

PERFORMANCES RÉALISÉES AVEC LE S.I.S.A.M. UTILISÉ SEUL

Un grand nombre d'essais ont été effectués avec le Sisam seul dans les conditions les plus variées : avec ou sans régulation de la compensatrice, avec chacun des amplificateurs décrits précédemment, avec différentes cellules, avec différents diamètres du trou de sortie, avec la cloche du Sisam ouverte, fermée ou vidée d'air, avec ou sans cuve à réflexions multiples, dans différents domaines de longueur d'onde, dans le premier ou le second ordre du réseau. Enfin les corps étudiés ont été différents : méthane, ammoniac, eau atmosphérique, ou spectres cannelés donnés par deux Perot-Fabry différents. Il n'est évidemment pas question d'analyser en détail chacun de ces travaux, mais d'en dégager des idées générales. Les figures 24, 25 représentent quelques-uns des spectres réalisés.

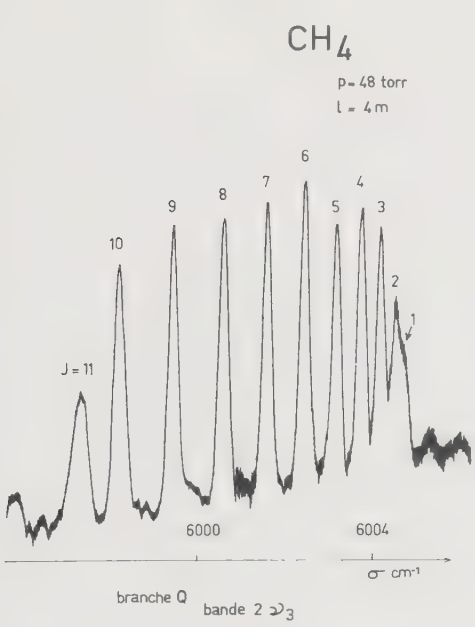


Fig. 24

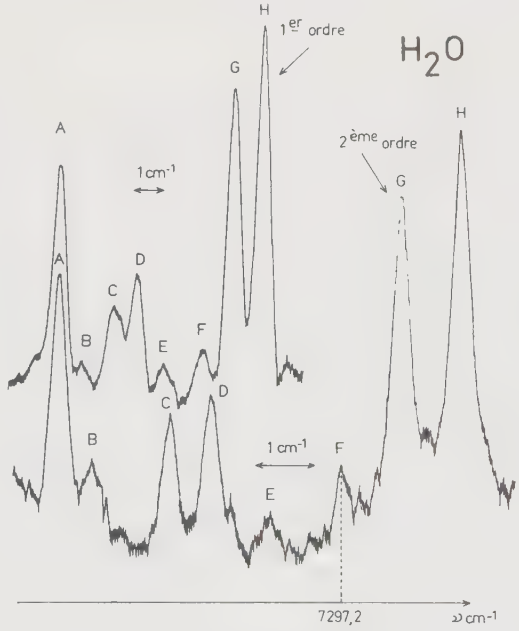


Fig. 25

5-1 - RESOLUTION

Nous avons indiqué dans l'annexe D les difficultés qui s'opposent à la définition et à la détermination du pouvoir de résolution. Nous montrerons sur des exemples comment nous déterminons celui du Sisam.

5-1-1 La figure 24 représente un spectre de la branche Q du *méthane* vers 6 000 cm^{-1}. La théorie de ce spectre a été faite par Fox [31] : elle montre que la raie Q(J) comporte une structure fine de J composantes mais elle ne permet pas de prévoir avec précision les intensités et distances de

ces composantes. Rank et al. [58] ont mis en évidence certaines de ces composantes et mesuré leurs écarts et leur intensité relative à l'intérieur d'une même raie J : ils ne donnent pas le rapport des intensités de 2 raies de J différents, mais des spectres effectués au laboratoire d'Infrarouge d'Orsay ont permis de préciser ce point [36].

Nous pouvons constater sur la figure 24 que :

- certaines raies comme Q(5) ont une largeur à mi-hauteur de 0,220 à 0,230 cm^{-1}. Or, d'après [58], cette raie peut être considérée comme la somme de 3 composantes d'intensité relative 4-3-3 et séparées par 0,043 et 0,014 cm^{-1}.

- la présence de la raie Q(1) peut être devinée sur le flanc de la raie Q(2) : c'est le seuil de "découverte" (cf. Annexe D). Or d'après [58] et [36], Q(2) est formé de deux composantes égales, séparées par 0,017 cm^{-1} et dont le centre serait à 0,217 cm^{-1} de Q(1) dont l'intensité serait environ deux fois moindre que celle de Q(2).

Si l'on tient compte des facteurs supplémentaires suivants :

- correction "logarithmique" (cf. Annexe D) car l'absorption atteint 50 % pour Q(5).

- largeur Doppler de 0,019 cm^{-1}.

- pression relativement importante (48 Torr.), nous pouvons estimer la largeur à mi-hauteur à 0,180 ou 0,190 cm^{-1} ce qui donne une résolution de 32 à 33 000 dans la région de 6 000 cm^{-1}.

Nous avons montré au § 2-5 que le pouvoir de résolution théorique du réseau dans cette région était de 0,158 cm^{-1} d'après le critère b. Le tableau II montre que la largeur à mi-hauteur correspondante est de $0,885 \times 0,158 = 0,135$ cm^{-1}. Il en résulte que, à critère identique, nous avons réalisé environ 75 % du pouvoir de résolution théorique du réseau. C'est bien ce que laissait prévoir [22] pour un diaphragme correspondant à $u = 1$.

Avec des trous de sortie plus petits, il a été effectivement possible de séparer franchement Q(1) de Q(2).

5-1-2 La figure 25 représente une partie de deux spectres de l'eau atmosphérique vers 7 300 cm^{-1}, pris l'un dans le premier, l'autre dans le second ordre des réseaux, les vitesses de rotation du moteur et du papier de l'enregistreur étant les mêmes. Il en résulte que 1 mm de papier correspond à 0,163 Å (= 0,087 cm^{-1}) dans le premier ordre et à deux fois moins dans le second.

Or les raies les plus fines dans chacun de ces spectres ont des largeurs de 0,395 et 0,280 cm^{-1} (après correction logarithmique).

Comme il s'agit de raies très fortement élargies par l'effet de pression, nous ferons l'hypothèse que leur forme propre est de Lorentz ; il est difficile de connaître leur largeur propre avec précision ; cependant, en utilisant les résultats de Vasilevskii [66] pour 0,02 atm. d'eau additionnée d'une atmosphère d'air, on trouve une largeur à mi-hauteur de 0,172 cm^{-1}. Les calculs de Bénedict & Kaplan [7] indiquent que la largeur varie avec J et peut atteindre 0,222 cm^{-1}. De même Adel [1] mesure 0,22 et 0,24 cm^{-1}(1). Il peut sembler raisonnable d'admettre une largeur propre de la raie de 0,210 cm^{-1}. Dans ces conditions, l'utilisation de la courbe 4, figure 4 de la réf. [60] montre que, si la fonction d'appareil est voisine d'une fonction en $\sin^2 x/x^2$, sa largeur est de 0,276cm^{-1} dans le premier ordre et de 0,134 cm^{-1} dans le second. Comme nous sommes à 7 300 cm^{-1}, ces chiffres correspondent respectivement à des résolutions de 26 500 et de 54 500. Il est évident, vu les approximations faites, que ces chiffres ne représentent qu'une estimation ; ils ont cependant le mérite de montrer que la résolution dans le second ordre est bien double de la résolution dans le premier.

5-1-3 Des spectres cannelés ont été faits vers 1,95 microns avec un Perot-Fabry de finesse 15 et d'intervalle entre ordres 0,508cm^{-1}, c'est-à-dire avec une largeur à mi-hauteur de $0,508/15 = 0,034$ cm^{-1}. Les franges obtenues avaient une largeur à mi-hauteur de 0,197 cm^{-1}. Si on assimile la fonction d'appareil du Sisam avec son trou à une fonction de Gauss, la réf. [16] permet de calculer que cette fonction d'appareil a une largeur de 0,175 cm^{-1}. A 5 130 cm^{-1}, ceci correspond à une résolution de $5\,130/0,175 = 29\,400$.

(1) Le paramètre γ mesuré par la plupart de ces auteurs est la *demi-largeur* à mi-hauteur, ce qui peut prêter à confusion.

5-1-4 Enfin, de nombreux spectres cannelés ont été faits avec le P.F. qui nous a servi dans la deuxième partie de cette étude, avec un intervalle entre ordres de 0,240 cm^{-1}. Dans ces conditions, le contraste des franges était relativement faible et dépendait d'une manière critique de la résolution. Le minimum des franges correspondait à 40 % du maximum vers 6 000 cm^{-1} et à 60 % vers 6 600 cm^{-1}. Nous sommes donc nettement au-delà du seuil de "résolution totale" (cf. Annexe D).

La forme des franges enregistrées doit être très voisine de la forme de la fonction d'appareil du Sisam, avec des "pieds" un peu plus prononcés à cause de l'influence des pieds très importants de la fonction d'Airy. Si l'on cherche à quelle distance doivent être placées deux courbes de la forme $\sin^2 x/x^2$ pour que le creux résultant représente 40 % du minimum, on trouve que cette distance correspond à 1,46 fois la largeur à mi-hauteur. Pour tenir compte de la déformation par la fonction d'Airy, nous prendrons 1,50. La largeur de la frange enregistrée est donc 0,240/1,50 = 0,160 cm^{-1}. La fonction d'appareil du Sisam est quelque peu plus fine, puisqu'il faut "retirer" par déconvolution la largeur propre des franges qui est de l'ordre de 0,020 cm^{-1}. En nous inspirant de la courbe de la réf. [16] relative au produit Airy*Gauss, nous trouvons une largeur de la fonction d'appareil de 0,150 cm^{-1}, c'est-à-dire une résolution de 6 000/0,150 = 40 000.

Pour les franges à 6 600 cm^{-1}, les chiffres correspondants sont : 1,28 - 1,30 - 0,185 cm^{-1} - 0,175 cm^{-1} et R = 38 000.

Signalons toutefois que ces derniers spectres cannelés ont été enregistrés avec un trou de sortie de ϕ 3 mm (u = 0,035) alors que les autres spectres l'ont été avec un trou de ϕ 16 mm (u = 1).

5-1-5. Conclusion.

Nous pouvons donc conclure que le pouvoir de résolution du Sisam est à peu près ce que nous en attendions c'est-à-dire 75 à 90 % du pouvoir de résolution théorique des réseaux, selon le diamètre du trou de sortie utilisé, ceci en utilisant toujours le critère de largeur à *mi-hauteur*.

5-2 - RAPPORT SIGNAL/BRUIT ET LUMINOSITE

5-2-1. Pseudo-Bruit de modulation.

Avant toute discussion de ce sujet, il nous faut préciser la notion de "pseudo-bruit de modulation" que nous avons déjà évoquée à plusieurs reprises et qui est propre au Sisam.

La chaîne d'enregistrement du Sisam comprend un ou plusieurs filtres centrés sur 125 Hz. Si au cours d'un aller et retour de la compensatrice, le signal modulé a une amplitude *constante* mais une fréquence qui varie quelque peu autour de 125 Hz., le signal finalement enregistré variera pendant cet aller-retour, car les fréquences autres que 125 Hz sont transmises avec un "rendement" inférieur à 1. Il en résultera sur l'enregistrement des sortes de hachures, de période voisine de la seconde et dont l'épaisseur dépendra des écarts de fréquence et de la forme du filtre.

Si, en plus, la vitesse de la compensatrice varie au cours du temps, le signal moyen présentera une dérive qui n'est pas gênante si elle s'étend sur plusieurs minutes mais peut augmenter le "pseudo-bruit de modulation" si elle s'étend sur 10 ou 20 sec. seulement.

Enfin, même lorsque la fréquence en cours d'oscillation est très stable, il faut tenir compte des transitoires qui surviennent quand la compensatrice arrive en bout de course. Ils sont d'ailleurs de deux sortes : *optiques* (cf. § 3-5-1), dus au fait qu'une des oscillations du signal est incomplète, et *électriques*, dus au fait qu'une petite étincelle a lieu à chaque contact et que des impulsions très violentes circulent dans le circuit d'entretien de la compensatrice ; en l'absence de système d'autorégulation, ces transitoires d'origine électrique n'auraient aucune influence sur l'enregistrement, mais le système d'autorégulation introduit une liaison entre l'amplificateur et le système d'entretien, d'où les parasites précités.

L'ensemble de ces causes produit le "pseudo-bruit" de modulation. Il est évidemment possible de le supprimer presque complètement en introduisant une constante de temps de plusieurs secondes mais cela peut-être au détriment de la résolution. En effet rappelons qu'avec le moteur lent, 1 tour = 30 sec. = 0,6 cm^{-1} vers 6 000 cm^{-1}. Un intervalle spectral résolu correspond donc dans cette région à environ 8 sec., ce qui limite la constante de temps utilisable. Plutôt que de balayer le spectre moins vite, il vaut mieux chercher à diminuer le "pseudo-bruit". C'est ce que nous avons fait, à l'aide du système d'autorégulation et du filtre "plat" (fig. 23).

Remarque : étant donné l'origine de ce "pseudo-bruit", s'il représente par exemple 2 % du signal en l'absence de tout corps absorbant, il représentera encore 2 % du signal lorsque ce signal aura été divisé dans un rapport quelconque par un procédé quelconque : bande d'absorption intense, interposition d'un P. F. ou d'un filtre optique, déréglage de la séparatrice ou d'un réseau. En particulier, quand le rapport Signal/Bruit vrai devient faible, le "pseudo-bruit" joue un rôle négligeable.

Par suite de l'existence de ce pseudo-bruit, le bruit réel devra être mesuré, non pas sur l'enregistrement, mais sur l'oscillographe cathodique - recevant le signal de l'amplificateur après filtrage mais avant détection - en interceptant le faisceau lumineux à son arrivée sur la cellule. La comparaison de ce bruit au signal mesuré au même endroit avec le même gain fournit le rapport S/B.

5-2-2. Rapports Signal/Bruit obtenus.

La meilleure performance que nous ayons réalisée correspond à S/B = 350 vers 1,5μ : il s'agit d'un rapport mesuré, comme nous venons de l'indiquer, à l'oscillographe, signal et bruit étant mesurés crête à crête. La seule constante de temps qui intervienne est celle du filtre de l'amplificateur, puisque le prélèvement des signaux a lieu avant redressement. Comme en général l'enregistrement s'effectue avec un amortissement supplémentaire, on peut penser que le rapport S/B qu'on aurait pu mesurer sur l'enregistrement, aurait été encore plus grand en l'absence de "pseudo-bruit de modulation".

Précisons que ces mesures ont été faites avec un trou circulaire de diamètre ϕ 16 mm et avec la lampe à arc concentré de 100 watts. Le bruit mesuré était essentiellement dû aux cellules, le bruit des amplificateurs étant 50 à 100 fois plus petit.

Dans les mêmes conditions, ce rapport descendait à 310 vers 1,63μ, 200 vers 1,9μ et 130 vers 2,1μ.

Selon les cellules utilisées, la position de la source ou celle de la cellule, ce rapport pouvait varier mais il n'a jamais été inférieur à 100 avec un trou de ϕ 16 mm.

Toutefois, cette façon de mesurer le rapport S/B est un peu pessimiste, comme tend à le prouver l'expérience suivante :

La figure 26a représente une portion d'un spectre de l'eau atmosphérique vers 1,8μ. Mesuré à l'oscillographe, le rapport S/B valait 76. Pour déterminer sa valeur sur l'enregistrement, on a effectué les spectres suivants en interposant devant le trou d'entrée des grilles à mailles plus ou moins fines, de façon à réduire la lumière incidente. Les spectres (fig. 26b et c) correspondent à des atténuations 23 et 72 respectivement. Dans ces conditions, le rapport S/B devrait valoir 3,3

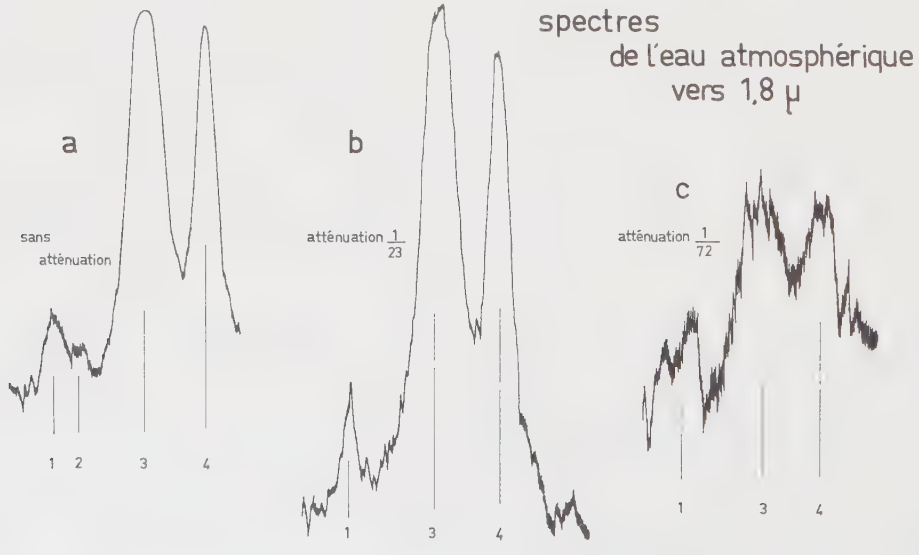


Fig. 26

et 1,05 respectivement. La seule comparaison des trois spectres montre que les enregistrements sont meilleurs que ces valeurs ne le laisseraient prévoir. Si la raie n° 2 n'est déjà plus visible dans le spectre b, les raies 3 et 4 sont très bien dessinées sur le spectre c, où on peut encore deviner la raie 1. Ce phénomène assez surprenant s'explique si l'on considère que le signal examiné à l'oscillographe a été prélevé dans l'amplificateur *avant* injection dans le circuit d'amortissement.

En conclusion, nous pouvons dire que les propriétés de luminosité du Sisam - utilisé seul - sont telles que le "pseudo-bruit" de modulation est en général responsable de la quasi-totalité du bruit qu'on observe sur les enregistrements.

5-3 - DOMAINES D'UTILISATION ET DEREGLAGES DIVERS

5-3-1. Domaines d'utilisation.

Les différents paramètres qui limitent le domaine d'utilisation de notre Sisam sont les suivants :

a) Réseaux : ils sont théoriquement utilisables jusqu'à 6,6μ mais le fait que le miroitement est prévu à 2μ ne permet guère de les utiliser au-delà de 3,5μ.

b) Matériaux transparents. Comme nous l'avons indiqué aux § 2-2 et 2-7, les pièces essentielles sont en Infrasil, transparent jusque vers 3,5μ mais nous utilisons pour l'instant un certain nombre de lentilles en verre dont la transparence cesse vers 2,7μ, mais qu'il serait aisé de remplacer par d'autres si le besoin s'en faisait sentir. Le problème est un peu plus délicat en ce qui concerne la source qui est dans une enveloppe de verre, mais des expériences faites au laboratoire ont montré qu'il était possible de fabriquer une enceinte à fenêtre de fluorine et d'y faire fonctionner l'arc au Zirconium.

c) Domaine de déplacement des chariots. La course des chariots est limitée par construction et correspond environ à un domaine de 25 700 Å. Actuellement, la zone explorable s'étend de 0,34 à 2,91μ. Si l'on désire déplacer la zone explorable, il faut modifier l'angle i_o (cf. § 3-2-1 sqq.) et les réglages nécessaires prennent plusieurs heures.

d) Cellule. La cellule au Sulfure de Plomb est surtout utilisable entre 1 et 2,7μ. Au-delà, il faudra faire appel à d'autres cellules : tellurure et séléniure de Plomb, antimoniure d'Indium...

Pratiquement, nous avons pu utiliser le Sisam avec un rapport S/B raisonnable de 1,05 à 2,45μ. Le passage de l'une à l'autre de ces régions est rapide et aisé : il suffit de tourner le moteur rapide en s'arrêtant de temps à autre pour retrouver le maximum de signal à l'aide du réglage de vitesse de la compensatrice (car on a $N = v\sigma = Cte$) et du réglage fin de la séparatrice. Pour un très grand changement de longueur d'onde, la course du réglage fin ne sera pas suffisante, et il faut utiliser le réglage grossier, dans un sens d'ailleurs connu. Le passage d'une zone de longueur d'onde à l'autre n'exige jamais plus de quelques minutes ; de plus, la linéarité du système d'entraînement permet de choisir, à quelques cm^{-1} près la zone où l'on désire se placer.

5-3-2. Déréglage thermique.

Un des défauts sérieux de notre Sisam est sa sensibilité aux variations de température, même minimes. On peut dire qu'une élévation de température de 0,1°C suffit à dérégler de manière appréciable le Sisam et qu'une élévation de 0,3°C fait tomber le signal à très peu. Le déréglage est équivalent à une rotation d'un réseau ou de la séparatrice autour d'un axe horizontal : il peut donc être corrigé en agissant sur le réglage fin de séparatrice.

Nous avons cherché en vain à diminuer cette extrême sensibilité à la température, qui est probablement due à des dilatations dissymétriques de certaines pièces. Aussi avons-nous été conduits à réaliser une thermostation de la salle à l'aide d'un thermomètre à contacts, de résistances chauffantes et d'un ventilateur : la température est ainsi maintenue constante à mieux que 0,1° près, en l'absence de toute cause d'échauffement. Toutefois les montages électroniques, la source et l'expérimentateur constituent des apports de chaleur non négligeables.

Lorsque la cloche contenant le Sisam est ouverte, il est nécessaire de retoucher au réglage fin environ toutes les demi-heures, et de chercher sur l'oscillographe le maximum de signal. Lorsque la cloche est fermée et vidée de son air, cette opération devient presque inutile.

Nous verrons toutefois que cette sensibilité thermique explique la difficulté rencontrée en balayant le Sisam par variation de pression (cf. § 8-1-3).

5-3-3. Déréglages par changement de longueur d'onde.

Ces déréglages sont minimes mais notables lorsqu'on change de longueur d'onde avec le moteur rapide. Ils sont inappréciables lorsque l'on enregistre un spectre dans les conditions normales, avec le moteur lent. Un des spectres cannelés cités au § 5-1-3 a été enregistré pendant 82 minutes, soit 164 tours sans déréglage, et n'a été arrêté que pour des causes fortuites. Ceci correspond à environ 72 cm^{-1}, c'est-à-dire à environ 400 fois la largeur de la fonction d'appareil. Ce chiffre est à rapprocher de celui d'Arkhipov [5] qui déclare explorer 10 à 15 éléments spectraux sans déréglage.

5-4 - UTILISATION DU DEUXIEME ORDRE DES RESEAUX

Lorsque l'on désire utiliser le Sisam dans le second ordre des réseaux, il faut garder à l'esprit les données suivantes :

a) Toutes choses étant égales par ailleurs, un réseau utilisé dans l'ordre k a une dispersion k fois plus grande, donc une résolution théorique k fois plus grande, mais l'énergie envoyée dans une fente de largeur donnée est k fois plus petite.

b) Un réseau construit avec "miroitement" gagne à être utilisé de telle sorte que le produit $k\lambda$ soit aussi voisin que possible de la longueur d'onde de miroitement. On admet que si σ est le nombre d'onde de miroitement, il faut travailler dans le premier ordre de $\sigma/2$ à $3\sigma/2$, dans le second de $3\sigma/2$ à $5\sigma/2$, dans le 3° de $5\sigma/2$ à $7\sigma/2$ etc.. Dans notre cas, ceci correspond à utiliser le réseau dans le 2° ordre de 1µ à 1,33µ et dans le 1° ordre au-delà. Si on néglige cette condition, la luminosité du réseau est nettement plus faible.

Ces deux considérations expliquent que dans les mesures que nous avons pu faire, le rapport *S/B* a toujours été plus faible dans le 2° ordre que dans le 1° dans les mêmes conditions expérimentales, dans un rapport valant 5,7 vers 1,1µ, 2 vers 1,26µ, 4,8 vers 1,34µ, 10 vers 1,50µ.

Notons que le passage du 1° au 2° ordre pour une longueur d'onde donnée se fait assez aisément : le seul réglage à effectuer consiste à tendre de toute sa longueur le ressort de réglage fin de la séparatrice.

L'utilisation du Sisam dans le 2° ordre est donc parfaitement possible, dans une zone s'étendant, environ de 1 à 1,5µ, si l'on accepte la perte de rapport *S/B* correspondante.

Dans notre étude, le but recherché était principalement l'accouplement à un Perot-Fabry. Nous verrons que pour obtenir une résolution finale voisine de 300 000, il a fallu accepter de réduire le trou de sortie à un diamètre ϕ = 3 mm, et que le rapport *S/B* résultant n'avait rien d'exagéré. Si on décidait d'utiliser le Sisam dans le 2° ordre, ce ne pourrait être que dans le but de doubler la résolution finale : cela obligerait à réduire dans un rapport 2 la surface du trou et à réduire ainsi le rapport *S/B* déjà très affecté par l'utilisation du Sisam dans le 2° ordre.

En conclusion, notre but étant non pas l'utilisation du Sisam seul mais avec le P.F., nous avons préféré, *dans une première étape*, nous contenter du Sisam dans le 1° ordre.

5-5 - CONCLUSIONS

Le spectromètre Sisam que nous avons réalisé correspond pour la majorité de ses propriétés à ce que nous en espérions : résolution, luminosité, conservation du réglage avec la longueur d'onde. Les points "sensibles" restent cependant le déréglage thermique et, dans une certaine mesure, le pseudo-bruit de modulation.

Dans la Seconde partie de cette étude, nous exposerons comment, à partir de ce Sisam, nous avons pu réaliser un spectrographe à très haut pouvoir de résolution.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE VI

LE PEROT-FABRY : CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES

6-1 - RAPPELS ET NOTATIONS

Nous supposerons connues les propriétés élémentaires de l'interféromètre de Pérot-Fabry (P. F.) telles qu'on les décrit dans les ouvrages classiques [14].

Nous appellerons $\mathcal{R}$ le pouvoir réflecteur des lames du P. F. , m la quantité $4\mathcal{R}/(1-\mathcal{R})^2$, $\Delta\sigma$ l'intervalle entre ordres ou intervalle spectral libre (I. S. L.) qui est donné par la relation bien connue.

$$\Delta\sigma = 1/2ne \qquad \text{(VI-1)}$$

où e est l'épaisseur du P. F. et n l'indice du gaz situé entre ses lames.

Rappelons que les maxima de la fonction d'appareil du P. F. sont donnés par la relation :

$$2\,n.\,e.\cos i_{PF} = p\lambda = p/\sigma \qquad \text{(VI-2)}$$

où i_{PF} est l'angle des rayons incidents avec la normale aux lames et p l'ordre d'interférence.

Cette fonction d'appareil est la fonction d'Airy $A(\sigma)$ lorsque le P. F. peut être considéré comme "parfait" : lames parfaitement planes et parallèles, éclairage en lumière strictement parallèle. Cette fonction est la suivante :

$$A(\sigma) = 1/[1 + m\sin^2(2\pi ne\sigma\cos i_{PF})] \qquad \text{(VI-3)}$$

Le plus souvent, nous aurons à considérer le cas où $i_{PF} = 0$, auquel cas la fonction se réduit à la forme :

$$A(\sigma) = 1/[1 + m\sin^2(\pi\sigma/\Delta\sigma)] \qquad \text{(VI-4)}$$

6-2 - UTILISATION DU P. F. COMME SPECTROMETRE : Fonction d'appareil réelle.

6-2-1 L'utilisation du P. F. comme spectromètre tend à devenir assez courante : c'est, de nombre de points de vue, un spectromètre idéal. En effet, sa luminosité est très grande et bien supérieure, à dimensions comparables, à celle des spectromètres à réseau [43]. D'autre part, sa résolution, qui peut se régler assez simplement, par simple modification de son épaisseur e, peut atteindre des valeurs élevées, de l'ordre du million.

Ces avantages sont contrebalancés par un inconvénient grave : la valeur élevée de l'ordre d'interférence p utilisé et par suite la petitesse de l'intervalle spectral libre (I. S. L.). Par exemple, dans la région où nous travaillons, l'I. S. L. est souvent une fraction de cm^{-1} pour le P. F. alors

qu'il est de plusieurs milliers de cm^{-1} pour un réseau. Cette propriété impose l'usage d'un prémonochromateur : nous verrons que peu gênante en spectroscopie d'émission, cette condition est très gênante en spectroscopie d'absorption.

Les conditions d'emploi du P. F. comme spectromètre ont été étudiées en particulier avec soin par R. Chabbal, auquel nous aurons souvent à nous référer, et dont nous utiliserons autant que possible les notations [19] [16].

6-2-2. Fonction d'appareil réelle : éléments constituants :

Fonction diaphragme :

Pour que la quantité de lumière tombant sur le P. F. soit finie, on est conduit à admettre des rayons correspondant non pas à une valeur de i_{PF} unique, mais à un certain domaine de valeurs de i_{PF}.

D'après (VI-2), si σ_o est la fréquence associée à $i_{PF} = 0$ et σ_1 celle qui correspond à i_1 dans le même ordre p, on a $\cos i_1 = \sigma_o/\sigma_1$. L'angle solide du cône de révolution ayant pour axe la normale et de demi-angle au sommet i_1 vaut

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos i_1) = 2\pi (\sigma_1 - \sigma_o)/\sigma_1 \qquad \text{(VI-5)}$$

Si i_1 reste petit, ceci peut encore s'écrire :

$$\delta\Omega = 2\pi . \delta\sigma/\sigma \qquad \text{(VI-6)}$$

Autrement dit, si un diaphragme délimite un angle solide $\delta\Omega$, il sélectionnera une bande de fréquence comprise entre σ_o et $\sigma_o + f$ avec (1)

$$f = \sigma . \delta\Omega / 2\pi \qquad \text{(VI-7)}$$

En faisant intervenir le diamètre d du diaphragme et la focale f de la lentille ou du miroir qui alimente le P. F., on obtient

$$f = \sigma . d^2/8\ f^2 \qquad \text{(VI-8)}$$

Nous désignerons par $F(\sigma)$ la fonction diaphragme, c'est-à-dire la fonction qui vaut 1 dans la bande de largeur f et zéro ailleurs.

Autres fonctions perturbatrices :

Il faut également tenir compte de la non-planéité des lames et des écarts au parallélisme. Le résultat de ces deux effets est que l'épaisseur e varie d'un point à l'autre de la surface. D'après (VI-2), aux variations de e peuvent être associées des variations de σ, d'où une fonction $D(\sigma)$, dite fonction défauts de surface.

6-2-3. Fonction d'appareil réelle du P. F.

Comme le montre [16], elle s'obtient en faisant le produit de convolution des fonctions $A(\sigma)$, $F(\sigma)$ et $D(\sigma)$.

$$W(\sigma) = A(\sigma) * F(\sigma) * D(\sigma) \qquad \text{(VI-9)}$$

Dans notre cas particulier, la fonction $D(\sigma)$ ne joue qu'un rôle négligeable (cf. § 7-1). Nous ne la citerons donc que pour mémoire.

Le produit de convolution $A(\sigma) * F(\sigma)$ a une forme mathématique relativement simple : $E(\sigma)$.

---

(1) Noter que le diaphragme laisse passer la bande de fréquence σ_o à $\sigma_o + f$ et non, comme on le dit souvent, $\sigma_o - f/2$ à $\sigma_o + f/2$. Lorsque l'on a à faire la convolution de la fonction diaphragme avec une autre fonction, la *forme* de la fonction résultante est la même, que l'on utilise l'une ou l'autre de ces fonctions diaphragme; mais l'utilisation de la fonction correcte entraîne un décalage d'abscisse, sur la fonction résultante. Cet effet ne serait gênant que si l'on était amené, en cours d'expérience, à changer les dimensions du diaphragme.

$$E(\sigma) = \text{Arc tg}[\sqrt{m+1}.\,\text{tg}\,2\pi n e(\sigma + f/2)] - \text{Arc tg}[\sqrt{m+1}\,\text{tg}\,2\pi n e(\sigma - f/2)] \qquad \text{(VI-10)}$$

(à une constante multiplicative près).

Un certain nombre de courbes représentatives(1) de $E(\sigma)$ sont données dans [16], mais l'expression (VI-10) se prête également assez facilement au calcul numérique direct. En règle générale, on peut dire que la fonction E est plus large que les deux fonctions composantes ; si l'une des composantes est nettement plus large que l'autre, E s'en rapproche beaucoup comme forme. De toute façon, si on compare E à une fonction d'Airy A' *de même largeur*, on constatera que E a des pieds moins importants et reste plus longtemps voisine de la valeur maximale. A titre d'exemple, la figure 33 représente la fonction A, la fonction F, la fonction E et la fonction d'Airy A' de même largeur que E ; les valeurs numériques choisies sont des valeurs voisines de celles de notre problème :

$$\mathcal{R} = 0,82, \qquad \Delta\sigma = 0,240 \text{ cm}^{-1}, \qquad f = 0,019 \text{ cm}^{-1}$$

6-2-4. Conditions optimales d'emploi :

D'après la référence [16] § 6-3, le produit luminosité × résolution d'un Perot-Fabry dont on fait varier la dimension du diaphragme, passe par un maximum très plat pour $f/a = 1,15$, mais peut être considéré comme presque constant quand ce rapport varie de 0,9 à 1,5 ; a désigne la largeur à mi-hauteur de la fonction d'Airy, largeur qui est peu différente de

$$a = \frac{\Delta\sigma}{\mathcal{R}_R} \quad \text{avec} \quad \mathcal{R}_R = \pi\sqrt{R}/(1 - R) \qquad \text{(VI-11)}$$

Associée aux relations (VI-7) et (VI-8), cette expression permet de calculer dans chaque cas la valeur optimale du diaphragme.

On peut écrire, en appelant Ω' cette valeur optimale de l'angle solide :

$$\Omega'\sigma/a = 1,15.2\pi \qquad \text{(VI-12)}$$

et, en posant $R_r = \sigma/a$ (c'est la résolvance qu'aurait le P. F. de même pouvoir réflecteur, mais sans diaphragme : on pourrait l'appeler "résolvance réflectrice"), on a

$$\Omega'.R_r = 1,15.2\pi \qquad \text{(VI-13)}$$

Application numérique :

Notre cas correspond à peu près aux données suivantes : $\mathcal{R} = 0,85$, $\Delta\sigma = 0,240$ cm^{-1}, d'où $a = 0,012$ cm^{-1}. La valeur optimale de f est donc $0,014$ cm^{-1}, d'où, avec une focale f de 600 mm, d = 2,6 mm environ.

6-3. CHOIX DU PREMONOCHROMATEUR : SPECTROSCOPIE D'EMISSION.

Le spectromètre P. F. est assez couramment utilisé actuellement pour des études de raies d'émission à haute résolution [19] [10] [20] [70].

On peut schématiser le processus expérimental de la manière suivante : la lumière passe d'abord à travers un prémonochromateur, qui est presque toujours un monochromateur à réseau. Les deux fentes de ce monochromateur sont largement ouvertes, quelquefois de manière inégale, de façon à obtenir une fonction d'appareil $P(\sigma)$ trapézoïdale. La résolvance de ce monochromateur est beaucoup moindre que celle du P. F. et $P(\sigma)$ laisse passer 5 à 10 ordres du P. F. Ceci permet de faire arriver sur le P. F. un faisceau suffisamment étendu pour recouvrir les lames (cf. § 6-5-1).

---

(1) Dans la référence [16], les courbes représentant $E(\sigma)$ et les courbes qui donnent sa largeur sont données pour les différentes valeurs du rapport f/a des largeurs de $F(\sigma)$ et de $A(\sigma)$. Ceci suppose que l'intervalle entre ordres du P. F., ou, si l'on préfère, son pouvoir réflecteur ne joue aucun rôle. Nous avons cherché si cette affirmation était valable : elle l'est si $\mathcal{R}$ est élevé et si f/a est faible. Pour fixer les idées : lorsque f/a vaut 1, la largeur de $E(\sigma)$ augmente de 1,8 ‰ lorsque R passe de 0,99 à 0,82 et de 17,9 ‰ pour $\mathcal{R}$ passant à 0,55. Pour les mêmes variations de $\mathcal{R}$, les variations ne sont que de 0,9 ‰ et 7,4 ‰ lorsque f/a vaut 0,5 mais elles atteignent 2,4 ‰ et 25,7 ‰ lorsque f/a vaut 1,5.

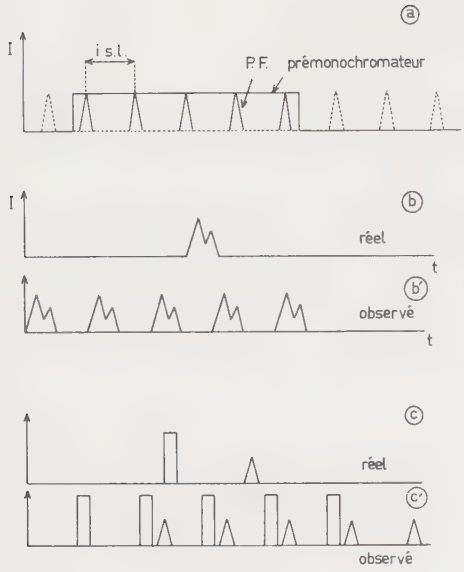


Fig. 27

Ensuite, on fait varier le chemin optique à l'intérieur du P. F. par un procédé quelconque (mécanique ou variation de pression), *sans modifier la bande spectrale isolée par le monochromateur*. La figure 27 montre l'effet obtenu. Si la partie du spectre d'émission isolée par $P(\sigma)$ ne contient qu'une raie, ou un groupe de raies très proches, s'étalant sur un domaine inférieur à l'I. S. L. du Pérot-Fabry, le problème est très aisé. En effet, la cellule(1) reçoit successivement les raies dans l'ordre p puis p + 1 etc. On obtient plusieurs fois le même spectre, ce qui est plus une aide qu'une gêne.

Si la partie isolée par $P(\sigma)$ contient plusieurs raies relativement éloignées (plus que l'I. S. L.), il peut y avoir ambiguïté : deux raies n'appartenant pas au même ordre peuvent apparaître très proches ou même confondues sur le spectre enregistré (figure 27c). Il suffit de modifier l'épaisseur du P. F. , d'où son I. S. L., pour obtenir un autre type de spectre où les raies précédemment confondues ne le seront plus et où les distances entre raies appartenant à des ordres différents auront varié. Evidemment, si le spectre est compliqué, le dépouillement est difficile mais faisable.

La propriété importante à retenir est qu'en émission, l'utilisation d'un prémonochromateur à large bande passante redonne plusieurs fois la même raie *sans aucune perte d'intensité pour cette raie.*

6-4 - UTILISATION DU P. F. EN ABSORPTION

6-4-1. Isolement des ordres.

Le problème se pose différemment en spectroscopie d'absorption. En effet, comparons les deux hypothèses suivantes :

a) Le P. F. est alimenté par un monochromateur à fentes peu ouvertes, de façon à ne laisser passer qu'un seul ordre du P. F.

b) Le P. F. est alimenté par le même monochromateur à fentes q fois plus larges, laissant passer les ordres p, p + 1... p + q - 1 du P. F.

Nous supposerons de plus, ce qui est généralement le cas, que les raies d'absorption sont beaucoup plus étroites que les fentes du spectromètre et que toute la lumière issue du monochromateur est recueillie par le P. F.

En passant du cas a) au cas b), on constate que l'énergie transmise par le monochromateur au P. F. a été multipliée par q^2, c'est-à-dire que l'ordre p du P. F. transporte q fois plus d'énergie. Mais, comme nous le montrons à l'annexe G, la profondeur relative de la raie d'absorption que transmet l'ordre p a été divisée par q. Autrement dit, dans l'ordre p, la hauteur de la raie n'a pas varié. Si nous utilisons des récepteurs sans "bruit de photons", comme c'est le cas en infrarouge, le bruit n'a pas non plus été modifié. Donc la visibilité de la raie d'absorption, c'est-à-dire le rapport hauteur/bruit n'a pas été modifié bien que le fond continu ait augmenté d'un facteur q^2(2).

En conclusion, on peut dire que le fait d'isoler plusieurs ordres du P. F. au lieu d'un, ne change en rien la visibilité des raies d'absorption.

Mais les spectres d'absorption sont en général beaucoup plus *denses* que les spectres d'émission : la superposition des ordres donne des spectres inextricables. Il est donc *indispensable d'isoler un ordre du P.F. par le prémonochromateur* [17].

---

(1) placée de sorte qu'elle ne reçoive que le centre de la figure de diffraction soit $i_{PF} = 0$.

(2) Dans l'annexe G, nous trouvions une amélioration de visibilité dans le rapport q. Avec l'adjonction d'un P. F., cette amélioration est entièrement utilisée à donner q images d'une même raie dans q ordres différents.

Cette condition rend difficile le choix d'un prémonochromateur convenable (cf. § 6-5). En particulier, dès qu'on désire une résolvance élevée, le prémonochromateur à réseau a une étendue très insuffisante pour couvrir toute la surface du P. F. Aussi, les utilisateurs du P. F. dans l'infrarouge avec un monochromateur à réseau sont-ils peu nombreux [21] [45]. Il ne faut évidemment pas confondre ces travaux avec d'autres, plus nombreux, où le *spectre cannelé* du P. F. est utilisé comme moyen d'étalonnage des spectres d'absorption, sans intervenir en quoi que ce soit dans la résolution.

Dans la discussion qui va suivre, une idée interviendra constamment : un spectromètre utilisé en absorption doit donner, en l'absence de corps absorbant, une énergie constante ; on doit bien sûr admettre des exceptions à cette règle, dues par exemple, à la courbe d'émission spectrale de la lampe, à la courbe de sensibilité du récepteur, à la variation de la dispersion du disperseur et éventuellement à des déréglages légers. De toute façon, dans les intervalles petits que nous aurons à considérer - quelques cm^{-1} - les trois premières causes n'interviennent pas. Nous pourrons admettre de légers écarts à "l'horizontalité" du spectre à vide, mais rien qui puisse suggérer une raie inexistante.

Posons-nous le problème suivant : peut-on faire commodément de la spectroscopie d'absorption avec un prémonochromateur fixe ou faut-il le déplacer, étant convenu que dans tous les cas, il isole un ordre unique du P. F.

6-4-2. Prémonochromateur Fixe.

On se rend compte aisément que cette solution présente de multiples inconvénients :

a) L'intervalle spectral balayé est au plus égal à l'I. S. L. du Perot-Fabry, c'est-à-dire très petit.

b) L'énergie transmise en l'absence d'absorption n'est pas constante. La figure 28a montre l'enregistrement obtenu avec une fonction d'appareil hypothétique qui isolerait un ordre du P. F. et ne présenterait pas de pieds. L'enregistrement reproduit la fonction d'appareil du monochromateur plusieurs fois de suite.

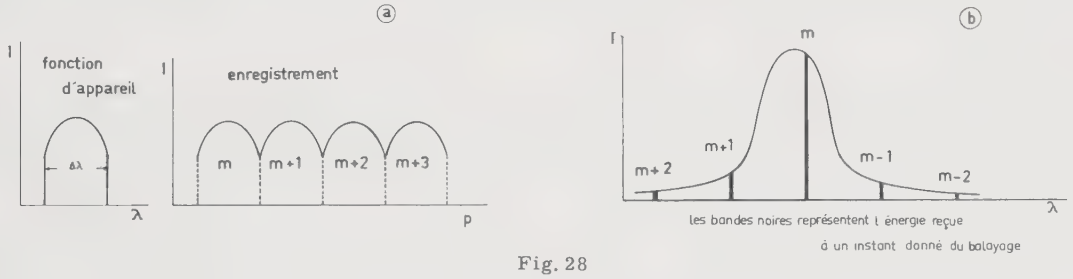


Fig. 28

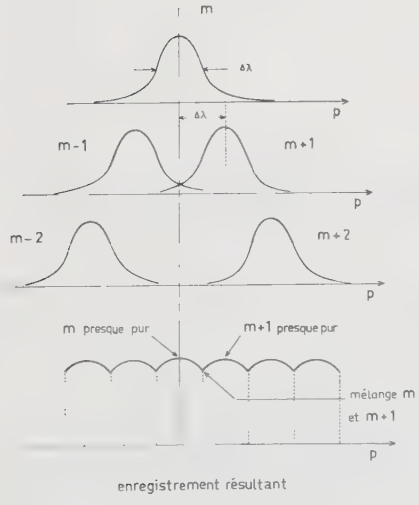


Fig. 29

c) En fait, comme le montre la figure 28b, le monochromateur, même si sa largeur est égale à l'I.S.L. du Perot-Fabry, laisse passer de l'énergie correspondant à plusieurs ordres. La figure 29 montre que l'enregistrement résultant, même s'il peut parfois donner une impression "d'horizontalité", est en fait toujours constitué par un mélange de plusieurs ordres, souvent de deux ordres avec des importances comparables.

Malgré ces inconvénients graves, c'est cette méthode que Jaffe, Rank & Wiggins [45] ont utilisée dans leurs premiers travaux. Il est vrai qu'il s'agissait d'étudier les doublets de HCN, qui sont séparés les uns des autres par 2 à 3 cm^{-1}. Le spectromètre à réseau, seul, séparait déjà complètement 0,173 cm^{-1} et résolvait tout juste 0,096 cm^{-1} (cf. Annexe D-4). On peut donc dire, d'une certaine manière, que le pouvoir résolvant du prémonochromateur était presque le double de celui qui était strictement nécessaire pour isoler l'intervalle spectral libre $\Delta\lambda$ du P. F., qui était pris égal à 0,175 cm^{-1}. Cette manière de faire diminue le recouvrement des ordres, mais augmente le défaut d'horizontalité. Finalement, le meilleur doublet résolu par l'ensemble de l'appareil correspondait à 0,043 cm^{-1} ; en tenant compte de la largeur Doppler des raies (0,016 cm^{-1}), les auteurs

déclarent obtenir un intervalle spectral résolu de l'ordre de 0,030 cm^{-1}. Précisons que la limitation du pouvoir de résolution était essentiellement due à la faiblesse du rapport Signal/Bruit. Il n'était évidemment pas question par cette méthode d'explorer un domaine spectral considérable : probablement pas plus de 0,09 cm^{-1} !

Cette méthode est également utilisée dans un travail postérieur [57] où le but recherché n'est pas tant l'augmentation du pouvoir de résolution que la précision dans la détermination de la longueur d'onde. Il est toutefois à noter que la méthode "Stadia" décrite dans cet article consiste bien à faire un spectre à travers le prémonochromateur et le P. F. et non, comme dans d'autres articles, à faire un spectre cannelé auxiliaire avec une autre source et un autre récepteur dans un but d'étalonnage. Les auteurs insistent, d'une part, sur les corrections à apporter du fait de la hauteur des fentes - ce qui montre l'intérêt du SISAM - d'autre part sur l'importance de centrer parfaitement le monochromateur sur la raie étudiée, sous peine d'introduire une dissymétrie dans les raies observées : ceci revient à dire qu'il est très peu commode d'utiliser une fonction d'appareil triangulaire au lieu d'une fonction rectangulaire lorsque le prémonochromateur reste fixe.

Il faut préciser ici que, très rapidement, Rank & ses collaborateurs ont remplacé, pour les deux usages précités, cette méthode par la méthode "D. U. D. E." dont nous parlerons plus loin.

6-4-3. Prémonochromateur se déplaçant par à-coups.

Cette méthode remédie à un des défauts de la méthode précédente, qui est la petitesse du domaine de longueur d'onde effectivement exploré, à savoir $\Delta\lambda$.

Supposons qu'on ait isolé par le monochromateur la région λ_a à $\lambda_a + \Delta\lambda$, que le P. F. transmet dans l'ordre p. On fait varier la pression, par exemple, dans le P. F. jusqu'à balayer un ordre seulement. Puis on déplace le monochromateur de $\Delta\lambda$ de façon à ce qu'il isole $\lambda_a + \Delta\lambda$ à $\lambda_a + 2\Delta\lambda$. On ramène ensuite le P. F. à sa pression initiale ; il transmet maintenant l'intervalle isolé dans l'ordre p - 1 ; on fait de nouveau varier la pression pour explorer $\lambda_a + \Delta\lambda$ à $\lambda_a + 2\Delta\lambda$. De même, on explorera dans les ordres p - 2, p - 3 etc., des régions de plus en plus éloignées de λ_a.

Cette méthode élimine évidemment une des objections que l'on pouvait faire à la précédente mais laisse subsister les deux autres : non "horizontalité" du spectre en l'absence d'absorption et existence de pieds.

6-4-4. La méthode du déplacement synchronisé.

Cette méthode que Jacquinot et Chabbal appellent "exploration en dents de scie" [17] [44] et que Rank a baptisé "DUDE" (Direct Unambiguous Display : affichage direct et sans ambiguïté) [45] résout, dans son principe, la plupart des difficultés précédentes. Son utilisation pratique est cependant assez délicate comme nous le verrons.

Il s'agit tout d'abord de régler, avec une certaine précision, le maximum de la fonction d'appareil du prémonochromateur (qui isole toujours $\Delta\lambda$) sur un des maxima de la fonction d'Airy du P. F., par exemple celui d'ordre p. Ensuite on fait varier, par exemple, la pression dans le P. F. et simultanément la longueur d'onde dans le prémonochromateur, de façon à ce que les deux maxima précédents soient toujours en coïncidence parfaite.

Dans ce cas, on obtiendra simultanément :

- "l'horizontalité" en l'absence de bande d'absorption.

- une élimination parfaite des ordres p - 1 et p + 1 alors même que la fonction d'appareil du monochromateur s'étend de $\lambda_a - \Delta\lambda$ à $\lambda_a + \Delta\lambda$, ce qui est le cas de la fonction triangle. Il n'en est plus tout à fait de même, si cette fonction a des pieds un peu plus étendus, ce qui est le cas du SISAM, auquel cas des raies fantômes apparaîtront.

- un domaine de longueur d'onde exploré bien supérieur à une fois $\Delta\lambda$ et qui n'est limité que par la manière dont on fait varier le chemin optique dans le P. F.

On peut d'ailleurs augmenter encore le domaine exploré en combinant cette méthode et celle des dents de scie. Supposons qu'on puisse commodément explorer q ordres du P. F. par variation de pression ou autre méthode équivalente : on va d'abord utiliser la méthode du déplacement synchronisé de λ_a à $\lambda_a + q\Delta\lambda$, le P. F. fonctionnant alors dans l'ordre p. Puis on déplacera le monochromateur de q fois $\Delta\lambda$ et on ramènera le P. F. dans sa position initiale : il transmet alors la longueur d'onde fournie par le monochromateur dans l'ordre p - q et on peut de nouveau utiliser le déplacement synchronisé dans cet ordre p - q. La répétition de cette méthode permet théoriquement d'explorer un domaine de longueur d'onde illimité.

6-5 - CHOIX D'UN PREMONOCHROMATEUR

Le choix d'un prémonochromateur doit tenir compte non seulement des conditions d'isolement d'un ordre unique dont nous venons de traiter mais encore des conditions d'étendue. En effet, les avantages de luminosité du P. F. ne sont pleinement utilisés que si le prémonochromateur est capable de fournir au P. F. un faisceau suffisamment large.

6-5-1 R. Chabbal ([19] § III-2-2) a étudié le cas où le prémonochromateur est un *spectromètre à réseau*. Il a montré que si l'on désire pouvoir utiliser à la fois la totalité de la surface des lames du P. F. et la totalité du diaphragme isolateur du P. F., la résolvance du monochromateur ne doit pas dépasser une valeur R_A qui est bien inférieure à la résolution théorique R_o que peut fournir le réseau. On a la relation :

$$\frac{R_A}{R_o} = \frac{\lambda}{2\sqrt{2}\, D_x} \sqrt{R_f} \qquad \text{(VI-14)}$$

où λ est la longueur d'onde, D_x la largeur des lames du P. F., et R_F la résolution qu'on obtiendrait avec le P. F. si le diaphragme isolateur était le seul facteur limitatif.

Application numérique :

Prenons $D_x = 70$ mm, $\lambda = 1,6.10^{-3}$ mm, $R_F = 300\,000$, ce qui est notre cas. On obtient $R_A/R_o = 0,0089$.

Dans ces conditions, il est clair que même avec les plus grands réseaux actuellement existants et avec un P. F. de très grande finesse, ayant donc un I. S. L. relativement grand, la résolution R_A qu'on doit imposer au monochromateur ne permet pas d'isoler un seul ordre du réseau.

Les différents palliatifs utilisés par les expérimentateurs reviennent à prendre, non plus une petite fraction de l'anneau central comme le fait Chabbal, mais une partie de plusieurs anneaux [45] (cf. également [55]), ou bien une partie d'un autre anneau à l'aide d'une fente courbe [40]. Dans les deux cas il y a perte d'étendue du P. F. et, par suite, perte de luminosité.

6-5-2 Un deuxième monochromateur utilisable est constitué par un P. F. ou une chaîne de P.F. précédés généralement d'un prémonochromateur à prisme ou à réseau de très faible résolvance. La possibilité de telles réalisations a été complètement étudiée dans [19]. En particulier, nous devons signaler que des appareils construits sur ce principe ont donné satisfaction [20] [50] [35] [70].

Remarquons toutefois que les spectromètres décrits sont composés d'éléments de grande qualité :

Pour [20], un réseau de largeur 203 mm, et deux P. F. de finesse limite 60 et de diamètre 70 mm.

Pour [50], qui n'utilise pas de réseau mais un filtre, trois P. F. polis à $\lambda/100$. Remarquons que cet instrument semble devoir travailler dans le domaine de la lumière visible.

Le troisième exemple [35] correspond à une résolution très faible (inférieure à 800) mais il s'agit de la région de 10 microns, où les conditions de travail sont différentes.

6-5-3. Association SISAM-P. F.

Les conditions d'association sont cette fois très différentes : nous allons voir que pratiquement *la limitation provient cette fois du P.F. et non plus du prémonochromateur* [19].

La comparaison est rendue très facile par le fait que la relation entre l'angle solide et la résolution est de même forme pour les deux appareils.

Pour le Sisam, de résolution théorique R_o, l'angle solide correspondant à l'optimum c'est-à-dire $u = 1$ vaut (§ 1-4) :

$$\Omega = 2\pi/R_o \qquad \text{(VI-15)}$$

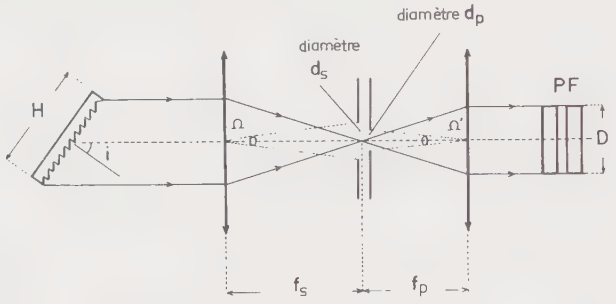
Pour le P. F., les meilleures conditions d'utilisation [16] consistent à prendre un diaphragme isolateur, délimitant un faisceau d'angle solide Ω' tel que

$$\Omega' \cong 2\pi/R_r \qquad \text{(VI-16)}$$

où R_r est la résolvance, correspondant à un P. F. théorique, de planéité parfaite et dont les deux lames seraient exactement parallèles.

La solution idéale serait évidemment que le même diaphragme serve pour le Sisam et pour le P. F. Etudions si cela est possible, compte tenu des dimensions des différents éléments.

Soit H la plus petite dimension du réseau (dans notre cas sa hauteur), f_s la focale du miroir de sortie du Sisam, d_s le diamètre du trou placé à sa sortie. D'autre part, soit D le diamètre des lames du P. F. (1), f_p la focale du miroir qui l'alimente et d_p le diamètre de son trou d'entrée (fig. 30).



mise en série d'un S.I.S.A.M. et d'un P.F.

les miroirs sont symbolisés par des lentilles

Fig. 30

Les valeurs des angles solides sous lesquels les trous sont vus du centre du miroir correspondant sont :

$$\Omega = \pi\, d_s^2/4\, f_s^2 \qquad \text{et} \qquad \Omega' = \pi\, d_p^2/4\, f_p^2 \tag{VI-17}$$

D'autre part, l'égalité d'étendue (1) entraîne :

$$H.\cos i/f_s = D/f_p \tag{VI-18}$$

Des relations (VI-15) à (VI-18), on tire aisément :

$$\left(\frac{d_s}{d_p}\right)^2 = \left(\frac{H\cos i}{D}\right)^2 \frac{R_r}{R_o} \tag{VI-19}$$

Comme R_r est nettement plus grand que R_o et H cos i en général supérieur à D, il apparaît que le rapport d_s/d_p est supérieur à 1, c'est-à-dire que le trou "idéal" pour le Sisam est *plus grand* que le trou "idéal" pour le P. F.

Application numérique :

H = 102 mm cos i = 0,96 R_r/R_o = 20. Quelles devraient être les dimensions des lames de P. F. pour avoir l'égalité des trous ? On trouve D = 430 mm. De telles lames sont évidemment impossibles à réaliser.

Si on prend D = 70 mm, quel devrait être le rapport d_s/d_p ? On trouve : d_s/d_p = 6,1.

Comme nous l'avions annoncé, même en prenant un réseau de taille moyenne, *les petites dimensions du Perot-Fabry constituent la limitation essentielle de l'association Sisam - P.F.* Ce renversement de situation par rapport à l'association réseau-P. F. met en évidence la grande étendue de faisceau qu'admet le Sisam.

---

(1) Nous supposons, pour simplifier, les lames du P. F. circulaires. S'il n'en était point ainsi, il faudrait considérer deux relations du genre (VI-18) l'une avec les largeurs, l'autre avec les hauteurs du P. F. et du réseau.

CHAPITRE VII

LE PEROT-FABRY : RÉALISATION PRATIQUE

7-1 - DESCRIPTION DU PEROT-FABRY :

Le P. F. que nous avons utilisé est représenté sur la figure 31. Il est identique, à quelques détails près, à celui qu'ont décrit Chabbal & Jacquinot [21]. Les deux lames sont horizontales et portées par deux couronnes dont *l'écartement est réglable* : à cet effet, les deux couronnes sont reliées par deux tiges filetées verticales ; la couronne supérieure repose sur trois écrous mobiles le long de cette tige filetée, ce qui permet de modifier l'écartement.

Ensuite, la parallélisme est amélioré par l'action de trois ressorts, qui font fléchir la couronne supérieure, convenablement amincie.

Les pièces qui constituent le support du P. F. sont toutes en Invar, ce qui réduit considérablement les effets thermiques.

L'ensemble est placé dans une enceinte étanche au vide, non représentée sur la figure 31, mais visible sur la figure 9 (n° 11) : elle est composée de deux cylindres superposés qui se raccordent par un joint torique. Les parties supérieure et inférieure, qui portent des fenêtres, peuvent s'ôter, ce qui permet de régler le P. F. sans avoir à démonter l'enceinte. Le boîtier repose sur une platine par trois vis calantes, sur lesquelles on agit pour amener l'axe du P. F. à coïncider avec l'axe optique du Sisam.

Les lames de P. F. sont en verre de silice Infrasil ; elles ont un diamètre de $\emptyset$ 70 mm et sont revêtues de 5 couches diélectriques, alternativement haut et bas indice ce qui leur donne un pouvoir réflecteur maximum de 0,85 vers 1,7 microns. La figure 32 montre en fonction de la longueur d'onde le pouvoir de transmission $\mathcal{T} = 1 - \mathcal{R}$, car l'absorption des couches est négligeable et la finesse réflectrice $\mathcal{F}_R = \pi\sqrt{\mathcal{R}}/(1-\mathcal{R})$. Le pouvoir réflecteur a été volontairement limité à une valeur assez faible, car il n'était pas possible d'espérer obtenir une finesse totale du P. F. très grande. Dans ces conditions, il est connu qu'il vaut mieux se limiter à une finesse réflectrice voisine de la finesse due au diaphragme (cf. réf. [19] §6-2), ce que nous avons fait.

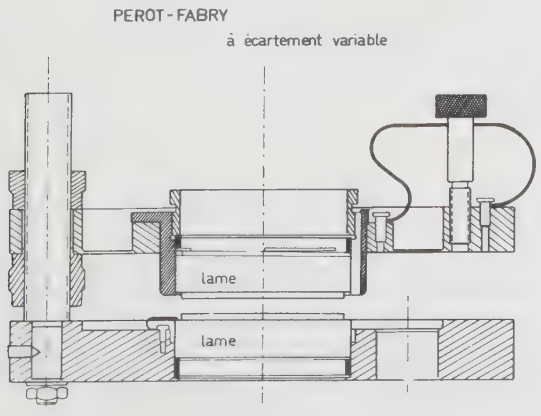


Fig. 31

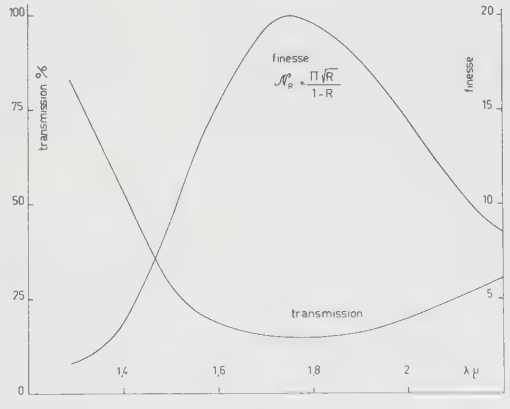


Fig. 32

Compte tenu de la valeur réduite de la finesse réflectrice et de la finesse due au diaphragme, les défauts de poli deviennent tout à fait négligeables, d'autant plus que nous travaillons à une longueur d'onde voisine de 1,7 microns et non dans le visible. Nous admettrons, de même, que les défauts de courbure des lames sont négligeables. Dans ces conditions, la fonction d'appareil du P. F. s'obtient en faisant le produit de convolution de la fonction d'Airy, correspondant à la finesse réflectrice précitée, et de la fonction diaphragme.

7-2 - MONTAGE DU PEROT-FABRY

La platine portant l'enceinte du P. F. repose sur deux piliers de béton, et par l'intermédiaire d'un chassis métallique, elle est solidaire de deux miroirs concaves de focale 600 mm, placés l'un au dessus, l'autre en dessous du P. F.

Le faisceau lumineux, sortant du diaphragme du Sisam (cf. § 2-6) est rendu vertical par un miroir à 45° (n° 15 sur la figure 10) et tombe, légèrement en dehors de l'axe, sur le premier miroir (n° 16) : le diaphragme est situé au foyer de ce premier miroir. Après traversée du P. F., le faisceau de lumière parallèle tombe sur le second miroir et, rendu de nouveau horizontal par un miroir à 45°, entre dans le cuve à réflexions multiples, à la sortie de laquelle se trouve la cellule au Sulfure de Plomb, avec son condenseur.

Bien entendu, chacun des miroirs précités est réglable en orientation.

La relation (VI-18) appliquée avec H = 102 mm, cos i $\simeq$ 1, f_s = 1 000 mm, f_p = 600 mm montre que le diamètre effectivement utilisé dans cette dimension n'est que de $D_z \cong 60$ mm. Par contre, dans l'autre direction, les lames sont pleinement utilisées.

7-3 - FONCTION D'APPAREIL :

7-3-1. Pérot-Fabry :

Elle est donnée par le § 6-2-3. Le trou utilisé avait d = 3 mm de diamètre ; avec f_p = 600 mm, on trouve, vers σ = 6 000 cm^{-1}, que f vaut environ 19 mK (1 mK = 0,001 cm^{-1}). La courbe $E(\sigma)$ de la figure 33 représente assez bien la fonction d'appareil du P. F. dans cette région.

Il faut remarquer que pour des fréquences différentes, le pouvoir réflecteur $\mathcal{R}$ et σ variant tous les deux, f et m seront modifiés et la fonction d'appareil $E(\sigma)$ résultante est légèrement transformée.

7-3-2. Ensemble Pérot-Fabry & Sisam :

La fonction d'appareil $M(\sigma)$ s'obtient en faisant le produit(1) de la fonction $E(\sigma)$ du P. F. par la fonction $h_o(\sigma)$ du Sisam (cf. équation I-26).

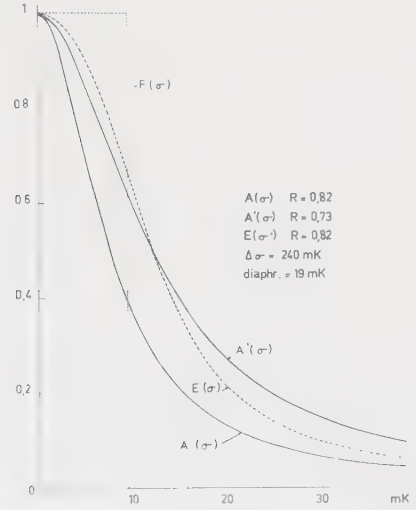


Fig. 33

Toutefois, comme la valeur de u pour le Sisam est bien inférieure à 1 - dans notre cas 0,04 - on peut remplacer sans grand dommage l'expression (I-26), dont l'usage est mal commode par $H_o(\sigma)$ donné par (I-15) à condition toutefois d'utiliser, dans (I-13) non pas la valeur théorique de $\delta\sigma_o$, qui correspond au réseau mais une valeur légèrement plus grande. On pourra par exemple tenir compte des résultats expérimentaux (§ 5-1-4) ou encore prendre dans le tableau I-2 la largeur suivant le critère(2) b qui correspond à u = 0,04.

Dans notre cas, $\delta\sigma_o$ = 0,160 cm^{-1} semble une valeur raisonnable.

Nous n'avons pas jugé utile de reproduire la courbe représentative du produit $E(\sigma) . H_o(\sigma)$. En effet, elle est extrêmement voisine de la courbe $E(\sigma)$, comme on s'en assurera en consultant le tableau VII-1 qui donne quelques valeurs de leurs largeurs respectives ; la différence est évidemment beaucoup plus sensible en ce qui concerne les ordres parasites, comme nous le verrons au § 7-3-3.

---

(1) au sens *ordinaire* de ce mot.

(2) En effet, $\delta\sigma_o$ est la largeur à 40,5 % et non la largeur à mi-hauteur de la fonction $H_o(\sigma)$.

Tableau VII-1

Largeur des fonctions $H_o(\sigma)$, $E(\sigma)$ et de leur produit $M(\sigma)$;
(L'intervalle entre ordres du P. F. vaut toujours 240 mK.
Les largeurs sont exprimées en mK. 1 mK. = 0,001 cm^{-1}).

$\delta\sigma_o$ (largeur de $H_o(\sigma)$)	$\mathcal{R}$	f (largeur diaphragme)	Largeur $E(\sigma)$	Largeur $M(\sigma)$
160	0,85	18	21,92	21,70
"	"	19	22,75	22,52
"	"	20	23,61	23,35
160	0,85	19	22,75	22,52
"	0,82	"	24,39	24,06
"	0,79	"	26,31	25,87
160	0,85	19	22,75	22,52
170	"	"	22,75	22,53
180	"	"	22,75	22,55
190	"	"	22,75	22,55

Dans ce tableau, nous n'avons fait varier qu'un paramètre à la fois. Les résultats correspondant aux autres valeurs des paramètres peuvent être estimés en traçant des abaques, au moins tant que les paramètres ne varient que peu.

On remarquera à la lecture de ce tableau que la multiplication par $H_o(\sigma)$ produit un très léger *affinement* de la fonction $E(\sigma)$, affinement de l'ordre de $\frac{1}{2}$ ou $\frac{1}{3}$ de mK., c'est-à-dire presque négligeable. De plus, on peut remarquer que des variations assez importantes de la largeur de la fonction Sisam n'ont aucun effet digne d'être noté sur la largeur de la fonction produit. Un mauvais réglage du Sisam, qui élargirait sa fonction d'appareil, sans en modifier la forme générale, n'aurait donc aucun effet sur la largeur.

7-3-3. Ordres Parasites.

L'existence de pieds pour la fonction d'appareil du Sisam entraîne que les ordres parasites du P. F. seront ou non transmis d'une manière appréciable selon le rapport entre la largeur $\delta\sigma_o$ à 40,5 % de $H_o(\sigma)$ et l'I. S. L. $\Delta\sigma$ du Pérot-Fabry.

C'est ainsi que si $\Delta\sigma = \delta\sigma_o$, l'ordre $p \pm 1$ n'est pas du tout transmis (1). Par contre, si $\Delta\sigma/\delta\sigma_o$ vaut 0,9 ou 1,1, cet ordre est transmis avec une intensité de 1,2 ou 0,8 % de l'ordre p, respectivement. Cette valeur peut même atteindre 4,5 % si le rapport $\Delta\sigma/\delta\sigma_o$ vaut 1,5.

Lorsque l'on tient compte de la largeur finie des pics de la fonction $E(\sigma)$, le calcul se complique. Il apparaît qu'il faut alors calculer le facteur de filtrage intégral, défini par Chabbal [18] : on entend par là le rapport de l'énergie transmise à l'intérieur de la bande passante à l'énergie totale transmise par le spectromètre. Dans le cas de l'ensemble P. F. -Sisam, le calcul n'est pas aisé mais, si cela se révélait nécessaire, il serait possible de le calculer numériquement pour des valeurs données des paramètres.

7-4 - LE PROBLEME DU SYNCHRONISME :

7-4-1 Nous avons montré au § 6-4-4, combien il était commode d'utiliser un prémonochromateur dont la fonction d'appareil $P(\sigma)$ ait son maximum constamment confondu avec celui de la fonction d'appareil du P. F.

---

(1) Du moins tant que l'on peut assimiler $E(\sigma)$ à une succession de pointes de Dirac. Ce n'est évidemment pas le cas ici.

Nous allons maintenant considérer ce qui se passe si le synchronisme du balayage des longueurs d'onde dans les deux appareils n'est pas parfait.

Il se produit alors deux phénomènes que nous expliquerons en assimilant d'abord la fonction d'appareil du P. F. à une série de pointes de Dirac, distantes de $\Delta\sigma$.

a) Si le maximum de la fonction d'appareil $P(\sigma)$ ne coïncide pas exactement avec un des pics du P. F., la transparence de l'ensemble est inférieure à 1, ceci d'autant plus que le défaut de coïncidence est grand. Par exemple, si $P(\sigma) \equiv H_o(\sigma)$, la transparence n'est plus que de 0,992-0,968-0,875 respectivement pour des écarts de 0,05 - 0,1 - 0,2 fois $\delta\sigma_o$ (largeur à 40,5 % de $H_o(\sigma)$).

On obtient donc un défaut *d'horizontalité* (cf. § 6-4-1) qui peut devenir rapidement gênant. Si ces écarts au synchronisme sont aléatoires et de faible amplitude, ils augmentent le bruit de fond sur l'enregistrement ; aléatoires et de grande amplitude, ils donnent des pseudo-raies d'absorption très gênantes ; si ces écarts croissent régulièrement avec le temps - par exemple si les deux vitesses de balayage sont constantes mais inégales - ils donnent une sorte de dérive, se traduisant par un spectre "incliné", ce qui peut n'être pas très gênant, tant que l'effet est faible.

b) *En général*, lorsque l'ordre p ne coïncide plus exactement avec le maximum de $P(\sigma)$, l'un des ordres p + 1 ou p - 1 est transmis plus fortement. C'est flagrant si $P(\sigma)$ est la fonction triangulaire de largeur égale à l'I. S. L. $\Delta\sigma$: dans ce cas, l'un des ordres voisins, éliminés si le synchronisme est parfait, est transmis dans la proportion z si le décalage est de z fois $\Delta\sigma$.

De même, si $P(\sigma)$ est une fonction de Gauss, l'un des ordres voisins, qui ne sont d'ailleurs jamais éliminés complètement, est renforcé. A titre d'exemple, si $\Delta\sigma = 1,2$ fois g (largeur de la courbe de Gauss), l'importance de l'ordre p + 1 passe de 1,8 % à, respectivement, 2,6-3,5-6,3 % du maximum pour un décalage de 0,05 - 0,1 - 0,2 fois g.

Comme en plus, l'ordre p voit son importance diminuer par suite de l'effet a), l'importance *relative* de l'ordre p ± 1 est encore renforcée.

Dans le cas du Sisam, le problème est légèrement compliqué par l'existence des pieds de $H_o(\sigma)$. Selon les valeurs relatives de $\Delta\sigma$ et de $\delta\sigma_o$, plusieurs cas peuvent survenir :

- soit l'ordre p + 1 qui se rapproche du maximum de H_o est renforcé et l'autre p - 1 diminué, comme pour la fonction de Gauss. C'est ce qui se produit pour $\Delta\sigma < \delta\sigma_o$ par exemple.

- soit l'ordre qui se rapproche voit son importance diminuer et l'autre augmenter (exemple : $1 < \Delta\sigma / \delta\sigma_o < 1,5$).

- soit dans des cas exceptionnels, ces deux ordres se renforcent tous les deux ($\Delta\sigma/\delta\sigma_o = 1$) ou même s'affaiblissent tous les deux ($\Delta\sigma/\delta\sigma_o = 1,5$).

7-4-2 - Remarque.

La discussion précédente supposait que la fonction d'appareil du P. F. était constituée par des pics de Dirac. Si l'on tient compte de la largeur finie des pics réels, on peut penser que l'effet a) est atténué par suite d'un effet d'intégration : on s'en convaincra aisément dans le cas idéal où $P(\sigma)$ est une fonction triangulaire et où les pics du P. F. sont constitués par des rectangles de largeur finie ; plus cette largeur est grande, plus la variation relative de l'énergie transmise est faible pour un décalage donné des deux fonctions d'appareil.

Pour l'effet b), en règle générale, l'élargissement des pics donne des pieds parasites plus importants mais un défaut de synchronisme donne une augmentation relative de la hauteur de ces pieds *moindre* que le même défaut de synchronisme avec des pics de Dirac. Ceci n'est vrai qu'avec des courbes $P(\sigma)$ en forme de "cloche". Pour la fonction $H_o(\sigma)$, tout dépend des valeurs relatives des paramètres : largeur des deux fonctions d'appareil, valeur de $\Delta\sigma/\delta\sigma_o$ et importance du défaut de synchronisme. Dans la majorité des cas notre raisonnement doit être juste, l'élargissement des pics entraînant une intégration qui "amortit" l'importance des fluctuations.

Un troisième effet est à signaler, bien que son importance soit le plus souvent minime : lorsque $P(\sigma)$ et la fonction du P. F. ne sont plus en synchronisme, le maximum de leur produit coïncide évidemment avec le maximum de la fonction du P. F. lorsque celle-ci est constituée de pics de Dirac. Il n'en est plus *rigoureusement* de même pour des pics élargis : le maximum du produit est situé quelque part entre les deux maxima de $P(\sigma)$ et de $E(\sigma)$, très près de celui de $E(\sigma)$, surtout si $E(\sigma)$ est beaucoup plus étroit que $P(\sigma)$. A titre d'essai, nous avons calculé ce qui se passait dans le cas suivant : Sisam avec $\delta\sigma_o = 160$ mK., P. F. avec R = 0,82, diaphragme $f = 19$ mK. ,

$\Delta\sigma$ = 240 mK. Pour un décalage des deux maxima de 10 (ou 20) mK., on trouve que le maximum du produit est décalé de 0,3 (ou 0,7) mK. du maximum de $E(\sigma)$. En même temps, la valeur de ce maximum passe de 1 à 0,988 (ou 0,952).

Ce décalage est donc très léger et ne peut avoir d'importance que pour les problèmes d'étalonnage très précis.

7-4-3. Modes de réalisation du synchronisme :

Ce problème est résolu très différemment suivant les auteurs.

Tout d'abord, lorsque le P. F. sert à étudier les spectres d'émission, le prémonochromateur à réseau est en général maintenu à une fréquence fixe ([19] § X. 3-5) [6]. Dans ce cas, la vitesse d'exploration du P. F. peut être librement choisie.

Lorsque le prémonochromateur est lui-même un P. F., les deux P. F. sont en général placés dans la même enceinte et la variation de pression produit la même variation de fréquence : le synchronisme se maintient s'il a été réalisé au départ ([19] § XII-5).

Lorsque l'on étudie des spectres d'absorption, il arrive encore que les auteurs maintiennent le prémonochromateur fixe, lorsque les raies à étudier sont très isolées : voir par exemple le début des articles [45] et [59] et l'article [57].

Par la suite, Rank et ses collaborateurs ont effectivement balayé les fréquences dans le monochromateur à réseau, non pas en tournant le réseau, mais à l'aide d'un dispositif genre télémètre, qui, placé devant la fente de sortie, permet une exploration des longueurs d'onde (fin de [45]) [64]. Les auteurs ne précisent pas comment on obtient l'égalité des vitesses de balayage dans le monochromateur et le P. F. mais précisent cependant "le balayage en nombres d'ondes était plutôt exponentiel que linéaire en fonction du temps", ce qui laisse supposer que le synchronisme parfait n'était pas réalisé.

Dans la référence [33], le synchronisme est réalisé de la manière suivante :

Un moteur synchrone fait varier la pression à laquelle travaille un régulateur de pression qui commande ainsi la pression à l'intérieur du P. F., laquelle varie à peu près linéairement en fonction du temps. D'autre part, le prisme du monochromateur est mu par un moteur synchrone dont la vitesse dépend d'un oscillateur à fréquence variable : on peut ainsi modifier la vitesse de balayage dans le monochromateur jusqu'à la rendre égale à la vitesse du balayage dans le P. F.

Une autre méthode est utilisée depuis peu au laboratoire Aimé Cotton : un tube métallique creux et déformable est mis en communication avec l'enceinte contenant le P. F. Lorsque la pression varie dans le P. F., ce tube se déforme et sa déformation, amplifiée par un bras de levier, fait tourner une lame à faces parallèles placée devant la fente de sortie du prémonochromateur, ce qui fait varier la fréquence de la lumière qui tombe sur cette fente ; moyennant un réglage du bras de levier, on peut obtenir une synchronisation convenable.

Enfin, une méthode a été proposée par Hirschberg & al. [41] ainsi que par Chabbal & Jacquinot (réf. [21] p. 164) mais ne semble pas avoir été effectivement utilisée à ce jour : c'est la méthode de variation simultanée de pression dans le monochromateur à réseau et dans le P. F. ; c'est cette méthode que nous avons utilisée tout d'abord et décrite au début du chapitre suivant.

CHAPITRE VIII

EXPÉRIENCES AVEC L'ENSEMBLE S.I.S.A.M.-P.F.

8-1 - PREMIERE SERIE D'EXPERIENCES : LE BALAYAGE SYNCHRONISE EN PRESSION

8-1-1 La formule fondamentale des réseaux peut s'écrire :

$$a(\sin i + \sin i') = k\,\lambda_v/n \qquad \text{(VIII-1)}$$

et celle du Pérot-Fabry :

$$2\,e\cos i_{PF} = p\,\lambda_v/n \qquad \text{(VIII-2)}$$

où n désigne l'indice du gaz qui remplit les instruments et λ_v la longueur d'onde *dans le vide* ; les autres lettres ont leur signification habituelle.

Ces deux formules montrent que si l'on fait varier n de la même façon dans les deux appareils, tous les autres éléments restant fixes, la longueur d'onde λ_v de la lumière que les deux appareils laissent passer varie exactement de la même façon. On peut dire aussi que la longueur d'onde apparente $\lambda = \lambda_v/n$ (mesurée dans le gaz) reste fixe mais que la longueur d'onde dans le vide, qui est la seule à intéresser le spectroscopiste, varie. Autrement dit, si le synchronisme des deux appareils a été réalisé au début du balayage, il reste parfaitement conservé pendant tout ce balayage, sauf s'il y avait des écarts de pression ou de température entre les deux appareils.

Remarquons que la propriété précédente est valable pour tout spectromètre de nature interférométrique, c'est-à-dire dans lequel on a à exprimer qu'un chemin optique est égal à un nombre entier de longueurs d'onde. Il n'en est plus de même pour un spectromètre à prisme : si, dans ce spectromètre, on fait varier l'indice du gaz sans modifier la position du prisme et des fentes, la longueur d'onde λ_v transmise sera modifiée, mais d'une quantité qui dépend de la forme de la relation $n = f(\lambda)$ qui donne l'indice du prisme. Il faudrait une forme tout à fait exceptionnelle de $f(\lambda)$ pour que la variation de longueur d'onde en fonction de l'indice du gaz soit la même que dans les spectromètres interférométriques. On ne peut donc, par cette méthode, synchroniser un spectromètre à prisme et un P. F.

8-1-2. Variation de pression du gaz :

Dans notre cas, la façon la plus simple de faire varier l'indice du gaz consiste à faire varier sa pression. On a, en effet, entre ces deux grandeurs, la relation :

$$n - 1 = C.\,P \qquad \text{(VIII-3)}$$

où C désigne une constante.

On en déduit :

$$\Delta n/(n-1) = \Delta P/P \qquad \text{(VIII-4)}$$

Les relations (VIII-1) et (VIII-2) peuvent s'écrire, si les éléments géométriques ne varient pas :

$$\lambda_v/n = C^{te} \qquad \text{(VIII-5)}$$

Des relations précédentes, il résulte :

$$\Delta\lambda_v/\lambda_v = \Delta n/n \qquad \text{(VIII-6)}$$

$$= \frac{\Delta n}{n-1} \cdot \frac{n-1}{n}$$

$$= \frac{\Delta P}{P} \cdot \frac{n-1}{n}$$

d'où, d'après (VIII-3) :

$$\Delta\lambda_v / \lambda_v = C.\Delta P/n \qquad \text{(VIII-7)}$$

n variant très lentement avec P, on peut dire que la variation *relative* de longueur d'onde est proportionnelle à la variation de pression, même pour des variations finies de celle-ci. Lorsque les variations sont très petites, la relation $\sigma = 1/\lambda_v$ entraîne que les variations relatives de σ sont également proportionnelles aux variations de pression.

Remarque : nous avons implicitement supposé que C est indépendant de la longueur d'onde. Ceci n'est pas exact mais, pour des faibles variations de P et si l'on utilise un gaz ne présentant que des variations d'indice très lentes dans la région considérée - c'est-à-dire dont les bandes d'absorption sont suffisamment éloignées - l'approximation est justifiée.

Application numérique.

Pour l'air, d'après [53], l'indice de l'air standard - c'est-à-dire contenant des quantités conventionnelles d'eau et de gaz carbonique - prend les valeurs suivantes, à 15°C : 1,000 273 20 à 1,6μ et 1,000 273 13 à 1,7μ. On voit déjà que C est pratiquement indépendant de la longueur d'onde. Par contre, la correction de température n'est pas négligeable. Dans ces conditions, (VIII-7) montre que $\Delta\lambda_v/\lambda_v$ vaut environ 270.10^{-6} pour une variation de 1 atm., ce qui représente 1,62 cm^{-1} vers 6 000 cm^{-1}.

Pour l'azote, les valeurs de n - 1 sont un peu plus fortes, de l'ordre de 295.10^{-6}, ce qui donne environ 1,77 cm^{-1}.

D'autres auteurs [61] [26] [33] ont envisagé l'utilisation d'autres corps tels que les fréons, dont le C est beaucoup plus élevé, mais ils présentent en général deux inconvénients : d'une part leurs bandes d'absorption dans l'infrarouge, d'autre part leur prix prohibitif si l'on songe que le remplissage du Sisam exige environ 1 500 l. de gaz à la pression d'une atmosphère, lequel remplissage doit être fréquemment effectué.

8-1-3. Réalisation pratique :

Dans nos expériences, la cloche contenant le Sisam et celle contenant le P. F. étaient reliées par un tuyau court et de fort diamètre. L'air était pompé complètement, puis on laissait entrer par un petit capillaire l'air atmosphérique ou l'azote. Il est à remarquer que, dans ce processus, *il n'est pas du tout indispensable que la variation de pression soit une fonction linéaire du temps.* C'est évidemment souhaitable pour des raisons d'étalonnage et pour conserver l'apparence du spectre, mais le synchronisme reste assuré, quelle que soit la loi de variation de la pression. Ceci permet pour les premiers essais de se contenter de faire rentrer l'air atmosphérique par un trou de petit diamètre : la variation est sensiblement linéaire tant que la pression intérieure est inférieure à 0,5 atm. puis cesse d'être linéaire (cf. § 8-2-3). Nous verrons que la linéarité est au contraire indispensable dans l'autre méthode de synchronisation (cf. § 8-2).

Par cette méthode, nous avons réalisé plusieurs spectres du méthane vers 6 000 cm^{-1}, en particulier un spectre de la raie Q(10) presque aussi bon que le spectre représenté sur la figure 34, mais que nous ne reproduirons pas ici.

Cependant, dès le début de nos expériences, une grave difficulté s'est élevée : la rentrée d'air, aussi lente fût-elle (jusqu'à 1 atm. en 4 heures) provoquait des perturbations dans l'équilibre thermique du Sisam, ce qui entraînait un déréglage complet de cet appareil (cf. § 5-3-2).

Nous avons essayé de pallier ceci en arrêtant de temps à autre la rentrée d'air, dès que le déréglage devenait sensible, et de procéder alors à un réglage fin de la séparatrice. Ce procédé, d'ailleurs assez peu commode, avait un inconvénient supplémentaire : comme les axes des réseaux

sont très légèrement inclinés, d'un angle ε, (cf. § 1-7), toute flexion de la séparatrice autour d'un axe horizontal entraîne une très légère variation de la longueur d'onde λ_1 transmise par le Sisam. Avec les effets thermiques considérables créés par la rentrée d'air, le décalage en fréquences pouvait atteindre 40 mK., ce qui serait acceptable avec une utilisation du Sisam seul, mais ne l'est plus si l'on veut maintenir le synchronisme avec le P. F. D'autres palliatifs sont imaginables, mais nous ne les avons pas essayés : brassage de l'air dans la cloche pour améliorer l'homogénéité de température, refroidissement ou même thermostation du gaz introduit à l'intérieur...

Les quelques spectres que nous avons réalisés par cette méthode, l'ont été d'une manière un peu "acrobatique" de la façon suivante : on déréglait à l'avance le réglage fin de la séparatrice de manière à ce qu'au milieu du spectre, le Sisam se trouve parfaitement réglé. De cette façon, l'influence du déréglage était plus faible. De plus, nous nous sommes le plus souvent limité à des variations de pression de l'ordre de 0,5 atm., les effets thermiques étant ainsi moindres.

Les spectres ont été réalisés à des vitesses variant de 0,4 à 3 cm^{-1} par heure. La pression dans les cloches était lue régulièrement sur un manomètre à mercure. Comme 1 mm Hg correspond à environ 2 mK., c'est-à-dire à un intervalle de temps de 2 à 18 sec. suivant le cas, la précision sur les pointés est tout à fait convenable.

8-1-4. Conclusion.

Le procédé de synchronisation du Perot-Fabry et du prémonochromateur par variation simultanée de pression est un procédé a priori commode. Cependant, dans le cas de notre Sisam, nous avons été amené à y renoncer pour des raisons qui concernent uniquement le Sisam et non le procédé de synchronisation lui-même. Les quelques résultats obtenus méritent cependant d'être signalés et la méthode serait susceptible d'une large application pour des spectromètres ne présentant pas le déréglage thermique de notre appareil.

8-2 - DEUXIEME SERIE D'EXPERIENCES

8-2-1 A la suite des déboires rencontrés avec la méthode exposée au § précédent, nous avons décidé d'essayer la méthode, a priori moins séduisante, qui consistait à réaliser le balayage de fréquences, d'une part par variation de pression dans le P. F., d'autre part par rotation des réseaux dans le Sisam.

Notons que Rank [45] avait renoncé à faire tourner le réseau de son spectromètre à réseau, jugeant trop difficile d'obtenir une rotation régulière. Il a préféré utiliser un dispositif démultiplicateur qui déplace très lentement l'image de la fente d'entrée par rapport à la fente de sortie. Un tel dispositif n'était pas directement transposable chez nous, puisqu'il faudrait faire tourner simultanément dans un sens la lumière venant du premier réseau, et dans l'autre sens celle provenant du second, avec un parfait synchronisme.

Aussi avons nous préféré essayer d'abord la régularité de rotation des réseaux :

8-2-2. Régularité de rotation des réseaux :

Pour ce faire, nous avons enregistré le spectre cannelé obtenu en faisant tourner les réseaux du Sisam, le P. F. restant à pression constante : comme l'I. S. L. valait 0,240 cm^{-1}, c'est-à-dire un peu plus que le pouvoir de résolution du SISAM, les franges obtenues étaient peu contrastées (cf. § 5-1-4). Il était cependant aisé d'en déterminer les maxima et minima.

Nous avons d'abord pu constater que la rotation du moteur de l'enregistreur et la rotation du moteur du Sisam, (moteur très lent : 0,1 t/mn), mesurée au compte-tours, étaient l'une et l'autre très régulières, la longueur de papier ayant défilé en un certain nombre de tours du moteur du Sisam ne différant guère que de ± 1 mm de la valeur prévue ; une partie de ces écarts étant probablement due à des erreurs de pointé. A titre d'indication, un intervalle spectral libre correspond dans ces conditions à environ 130 mm de papier.

La régularité de l'entraînement des réseaux est notablement moins bonne : en effet, les maxima et minima de franges sont presque régulièrement espacés, avec des écarts à la position prévue qui peuvent atteindre ±5 % de l'interfrange, soit ±12 mK. environ. Il faut en plus ajouter que lorsque le moteur se met en marche, les réseaux suivent avec un certain retard qui n'est guère rattrapé qu'après près de 2 tours du moteur : autrement dit, les 5 premières franges sont "anormalement" larges, après quoi la régularité s'établit.

Etant donné que, à ±12 mK. de son maximum, la fonction $H_o(\sigma)$ avec $\delta\sigma_o$ = 160 mK., vaut encore plus de 0,98, nous avons considéré que les défauts analysés au § 7-4-1 auraient encore une amplitude acceptable et nous avons continué dans cette voie.

Signalons ici un point de détail : le dispositif décrit au § 8-1 donne une variation linéaire de λ en fonction du temps, alors que les franges du P. F. sont égales dans une échelle linéaire en σ (du moins tant que n peut être supposé constant). L'importance de ce défaut est en $(\Delta\sigma/\sigma)^2$ c'est-à-dire qu'il est inférieur à 1 pour mille quand l'intervalle parcouru $\Delta\sigma$ ne dépasse pas 200 cm^{-1}. Cet effet devient cependant notable lorsqu'on change de région spectrale étudiée.

8-2-3. Dispositif de balayage de fréquence dans le P. F. :

Bien qu'ici d'autres dispositifs soient concevables, nous avons adopté le balayage par pression. Mais, puisque le balayage dans le Sisam est linéaire en fonction du temps, *il est indispensable qu'il le soit également dans le P.F.* de façon à assurer le synchronisme.

Divers dispositifs ont déjà été présentés dans ce but :

P. Jacquinot et ses collaborateurs ont utilisé un dispositif [42] [10] dans lequel le gaz est admis dans le P. F. jusqu'à ce que le niveau du mercure atteigne un plongeur : ce plongeur est relevé très régulièrement et très lentement par l'intermédiaire d'un moteur synchrone. Malgré l'apparente discontinuité du procédé, une très grande régularité (0,5 %) est obtenue. Il semble cependant que la vitesse du balayage ne puisse être modifiée qu'en changeant les engrenages du moteur, ce qui impose des vitesses en nombre fini.

D'autre part, Rank & Shearer ont attiré l'attention [56] sur l'intérêt d'utiliser une fuite supersonique : en effet, si une fuite supersonique sépare deux récipients, la pression amont restant constante, le débit *massique* de gaz à travers la fuite restera constant tant que le rapport Pression amont / Pression aval est supérieur à une certaine valeur :

$$\rho = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

où γ représente le rapport des chaleurs spécifiques du gaz ; ce rapport ρ vaut 0,528 pour un gaz diatomique comme l'azote. Or, si la température ne varie pas, un débit massique constant entraîne une variation linéaire de la pression aval, si le gaz peut être considéré comme parfait : c'est précisément le but recherché.

Les premiers utilisateurs de cette méthode se sont contentés de vider directement une bouteille de gaz comprimé dans le P. F. [56] [10] (fin de l'article) [9] [6]. Cependant, les variations de pression amont se traduisaient par des écarts à la linéarité, si la masse de gaz utilisée au cours d'un remplissage était importante, et surtout par une non-reproductibilité d'une expérience à l'autre : ce défaut peut être acceptable dans certaines conditions, mais pas si l'on doit réaliser une synchronisation avec le prémonochromateur. C'est pour cette raison que nous avons été amené à rendre plus stable la pression amont comme nous le verrons ci-après.

Signalons pour mémoire d'autres dispositifs utilisant soit un régulateur de pression commandé par un moteur synchrone [33] [62] soit un piston commandé par un moteur [24].

8-2-4. Réalisation du balayage de pression.

Après différents essais, nous avons adopté comme fuite supersonique un robinet à pointeau Edwards, dont l'ouverture est réglable. D'autre part, pour maintenir la pression amont stable, nous avons utilisé les appareils suivants :

D'abord une bouteille commerciale d'azote dont la pression varie au cours des expériences successives de 180 à 30 bars environ ; puis le gaz se détend à travers un mano-détendeur ordinaire jusqu'à 7 bars environ et passe à travers un régulateur de pression Edwards qui maintient à son aval une pression de 2 bars avec une précision de l'ordre de 1 % : à la suite de ce régulateur se trouve une bouteille d'environ 50 l., maintenue à la pression de 2 bars et qui sert de volant ; enfin, on trouve le robinet à pointeau qui débouche dans la cloche du P. F. Comme les pressions indiquées sont des pressions relatives, on voit que lorsque la pression du P. F. varie de 0 à 1 bar, le rapport Pression amont / Pression aval du pointeau est toujours supérieur à 3.

On peut agir sur le débit, soit en modifiant l'ouverture du pointeau, soit en faisant varier la pression de 2 bars donnée par le régulateur. Si, d'ailleurs, ceci se révélait utile pour une meilleure linéarité, la pression régulée pourrait aisément être portée à plus de 4 bars avec le même appareil.

La linéarité obtenue a été mesurée par le même procédé que pour l'entraînement des réseaux (§ 8-2-2). Les résultats sont assez satisfaisants : l'écart n'a jamais dépassé ±1,5 % d'une interfrange ; encore faut-il ajouter qu'il faut tenir compte des difficultés de pointé des maxima de franges et des petites irrégularités du moteur de l'enregistreur ; dans ces conditions, il semble que les écarts ne dépassent pas ±2 mK., soit évidemment bien moins que pour l'entraînement des réseaux.

Dans ces conditions, il était possible de réaliser des spectres ; *le processus opératoire* fut le suivant :

a) En faisant tourner les réseaux, on déterminait la valeur de l'interfrange du P. F. dans la région considérée. En effet, un tour de moteur équivalant à 1,63 Å, quelle que soit la région spectrale, l'interfrange du P. F. qui représente 0,240 cm^{-1} ne correspond pas toujours au même nombre de tours, et partant, à la même distance sur le papier.

b) En laissant les réseaux fixes, et en faisant une rentrée d'azote dans le P. F., on obtenait des franges ayant un certain écartement. En modifiant l'ouverture du pointeau, on parvient à rendre cet écartement égal à l'interfrange mesuré en a) : soit, pour fixer les idées, 130 mm de papier.

c) Ensuite, les réseaux étaient placés, au moteur lent, environ 3 tours avant la position où se trouvait le spectre à étudier, préalablement repéré ; le moteur très lent était ensuite mis en marche, de façon à lui laisser rattraper le jeu déjà signalé : on obtenait ainsi un spectre cannelé, devenant régulier au bout de 2 tours environ. Dans ces conditions, si on pointe assez soigneusement le maximum d'une des franges, on peut prévoir que le suivant sera à 130 mm de là. Il suffit alors d'ouvrir le robinet se trouvant avant le pointeau à l'instant précis où survient ce maximum : cette ouverture peut se faire assez aisément avec une précision de l'ordre de 1 mm, soit 1/130 de frange, soit environ 2 mK. Il faut d'ailleurs remarquer qu'un défaut de synchronisme de cet ordre a très peu d'importance, à condition qu'il n'augmente pas avec le temps.

d) La pression dans le P. F. étant suivie avec un manomètre à mercure, on ferme le robinet d'arrivée lorsque la pression avoisine 1 atm. On a alors enregistré 1,8 cm^{-1} environ.

e) Si c'est souhaitable, on peut continuer à faire tourner les réseaux pendant que l'on refait le vide dans le P. F. et refaire une nouvelle rentrée d'azote ensuite. La portion de spectre "perdue" au cours de ce pompage peut ne pas dépasser 2 à 3 fois l'I. S. L., soit 0,5 à 0,7 cm^{-1}.

Nous allons maintenant décrire les spectres obtenus.

8-3 - SPECTRES OBTENUS : SPECTRES DU METHANE

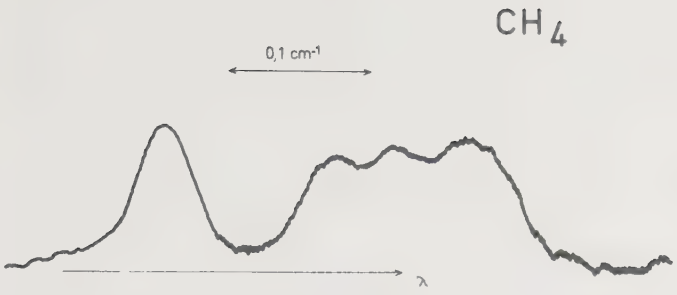
Nous avons enregistré à nouveau la branche Q du méthane, dont nous avions déjà parlé au § 5-1-1 et pour laquelle la structure fine, bien que non prévisible avec précision [31] était en partie connue [58].

Les figures 34 et 35 représentent respectivement les raies Q(10) et Q(9) de cette branche. Le rapport S/B était de l'ordre de 15 à 16, mesuré à l'oscillographe cathodique, comme nous l'avons expliqué au § 5-2-2.

Le tableau VIII-1 donne les fréquences des raies en cause telles qu'elles sont données par [58]. Il s'agit évidemment d'une décomposition partielle des structures puisque la théorie prévoit 9 composantes pour Q(9) et 10 pour Q(10). Il est instructif de voir comment Rank & al. déterminent leur résolvance d'après ces spectres, résolvance qu'ils chiffrent à 400 000, soit 15 mK. dans cette région :

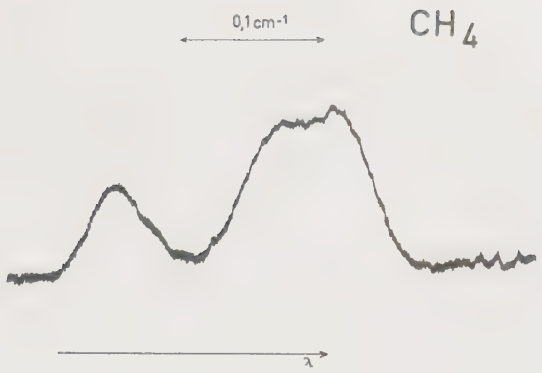
Ces auteurs constatent qu'une des raies, P(2), parmi celles qu'ils ont étudiées, qui a 28 mK. de large, semble être simple, et que sa forme est très voisine de celle qu'on obtient en faisant la convolution d'une courbe d'Airy de 15 mK. de large et d'une fonction de Gauss (effet Doppler, cf. annexe D) de largeur 18,9 mK. Ils en déduisent que cette forme est la forme "élémentaire" en laquelle il est possible de décomposer toute raie présentant une largeur enregistrée supérieure à 28 mK. Par exemple, la raie Q(2) peut être décomposée en 2 composantes égales distantes de 16 mK. ; de même P(3) qui présente un très léger creux au milieu est considérée comme la somme de deux composantes d'intensités légèrement différentes, distantes de 29 mK. etc...

Nous ne cacherons pas qu'en l'absence de calculs permettant de prévoir exactement les positions et intensités des composantes, cette façon de faire nous semble un peu sujette à caution.



structure de la raie Q(10)
bande $2\nu_3$ à 5998 cm^{-1}

Fig. 34



structure de la raie Q(9)
bande $2\nu_3$ à 5999 cm^{-1}

Fig. 35

Tableau VIII-1

Fréquences données par Rank & al. [58]

Q (9)	5 999,626 cm^{-1}	(2)
	99,518	(3)
	99,482	(3)
Q(10)	5 998,437	(1)
	98,320	(1)
	98,280	(1)
	98,238 *	(1)
	98,211 *	(1)

N. B. Les chiffres entre parenthèses représentent les intensités relatives des composantes pour une raie Q(J) donnée. Les astérisques indiquent des structures obtenues par analyse du contour des raies.

Nous raisonnerons, en ce qui concerne nos spectres, de la façon suivante :

La fonction d'appareil M(σ) de l'ensemble Sisam-P. F. a été étudiée au § 7-3-2. Le diaphragme ayant une largeur de l'ordre de 19 mK. et $\mathcal{R}$ étant probablement compris entre 0, 82 et 0, 85 dans ce domaine, le tableau montre qu'on peut s'attendre à une largeur de 22, 5 à 24 mK. La forme de cette fonction est d'autre part très voisine de la fonction E(σ), étudiée au § 6-2-3 et représentée par la figure 33.

D'autre part, la forme de la raie est une forme de Gauss de largeur 18, 9 mK., peut-être très faiblement élargie par suite des effets de pression.

Le résultat de la convolution de la fonction d'appareil et de la fonction forme de la raie est une fonction plus large que chacune de ses composantes et ayant une forme intermédiaire entre les deux formes composantes. Pour obtenir sa forme exacte, il faut effectuer le calcul numérique. Toutefois, on peut avoir une idée du résultat de la façon suivante :

La fonction d'appareil M(σ) de l'ensemble Sisam-P. F. est intermédiaire entre une fonction d'Airy et une fonction de Gauss. Par exemple, si nous prenons une largeur à mi-hauteur de 24 mK. pour ces trois fonctions (avec en plus $\Delta\sigma$ = 240 mK. pour A(σ) et M(σ)), on constate que la valeur 0, 1 de la fonction est atteinte pour $\sigma - \sigma_{MAX}$ = 22 mK. pour la courbe de Gauss, 28 mK. pour M(σ) et 34 mK. pour A(σ). Donc M(σ) est à mi-chemin entre les formes d'Airy et de Gauss. Il semble alors légitime de considérer que le produit de convolution d'une fonction de Gauss avec M(σ) est intermédiaire entre les produits de convolution de cette même fonction de Gauss avec soit une fonction d'Airy, soit une autre fonction de Gauss. Or, la référence [16] nous permet d'étudier les deux cas précédents :

On trouve les résultats donnés par le tableau VIII-2

Tableau VIII-2

Résultats de la convolution d'une fonction de Gauss de largeur 18,9 mK. avec respectivement une fonction d'Airy de largeur a et une fonction de Gauss de largeur g (d'après réf. [16]).

a	Résultat 1	g	Résultat 2	1/2(Rés. 1 + Rés. 2)
22 mK.	33,0 mK.	22 mK.	29,0 mK.	31,0 mK.
23	33,7	23	29,8	31,8
24	34,5	24	30,6	32,6
25	35,2	25	31,3	33,3
26	35,9	26	32,1	34,0

Nous admettrons que la fonction produit de convolution $M(\sigma) * G(\sigma)$ a sa largeur donnée par la dernière colonne du tableau VIII-2. Comme $M(\sigma)$ est intermédiaire entre les formes de Gauss et d'Airy, il est légitime de considérer $M * G$ comme très voisine d'une forme de Gauss.

En conclusion, nous chercherons à représenter le spectre expérimental par une superposition de courbes de Gauss séparées par les distances données par Rank (Tableau VIII-1), en faisant varier la largeur. Une fois déterminée cette largeur, le tableau VIII-2 nous permettra d'enlever ce qui provient de la largeur Doppler des raies et d'en déduire la largeur de la fonction d'appareil $M(\sigma)$.

L'opération effectuée sur les spectres de Q(9) et Q(10) (figure 34 et 35) montre que l'on peut les décomposer en courbes de Gauss de largeur 33 mK., à condition de donner aux différentes composantes des intensités relatives très légèrement différentes de celles du tableau : par ex. les composantes à 5 999,518 et 5 999,482 ont des intensités 3 et 3,3... Le tableau VIII-2 montre alors que la *largeur de la fonction d'appareil $M(\sigma)$ est de l'ordre de 25 mK., donc que la résolvance de l'appareil vaut dans cette région 6 000/0,025 = 240 000 environ.*

Etant donné les différentes approximations successives, ce chiffre ne peut évidemment être considéré que comme un ordre de grandeur. Les considérations développées à l'annexe D montrent qu'il ne peut guère en être autrement. La résolvance ainsi obtenue est une des plus élevées qui aient été mises en évidence en spectroscopie d'absorption dans ce domaine et même dans tout le domaine infrarouge.

Remarque :

Nous n'avons donné que des spectres où figurent soit Q(10) soit Q(9). En fait, il nous est arrivé d'obtenir des spectres très convenables s'étendant de 5 999,8 cm^{-1} à 5 998,3 environ, c'est-à-dire groupant à la fois Q(9) et une partie de Q(10), sans défaut d'horizontalité trop important : dans les cas convenables, le signal en fin de spectre valait encore 90 % du signal de départ. Ceci prouve que la synchronisation était correcte. En plus, la présence simultanée de raies relativement éloignées est utile pour l'étalonnage (cf. § 9-3-2).

Il y a eu de même des spectres contenant Q(10) et Q(11), moins intéressants parce que Q(11) est bien moins intense et possède une structure très complexe.

8-4 - SPECTRES DE L'IODURE DE METHYLE

Nous avons été amené, par des discussions avec Mme C. Joffrin et M. Nguyen Van Thanh, à nous intéresser au spectre de l'iodure de méthyle ICH_3.

En effet, le spectre de cette molécule, du type toupie symétrique, s'il est explicable "en gros", c'est-à-dire si l'on ne considère que les bandes de vibration, est encore très mal expliqué si l'on considère la structure de vibration-rotation. A titre d'exemple, on pourra consulter [13] où l'on trouvera une tentative d'explication très incomplète du spectre de vibration-rotation de ICH_3 vers 4 400 cm^{-1} : les auteurs ont dû utiliser des formules purement empiriques pour représenter les positions des différentes raies, sans pouvoir en donner une explication théorique satisfaisante.

Dans la région de 6 000 cm^{-1}, Wiggins & al. [69] ont fait une étude avec une résolvance qu'ils affirment supérieure à 100 000 : elle leur a permis de voir les 3 bandes $2\nu_1$, $\nu_1 + \nu_4$ et $2\nu_4$ et d'étudier la structure rotationnelle de cette dernière bande : pour la composante parallèle(1) de cette bande, ils donnent une interprétation complète alors que pour la composante perpendiculaire, ils se contentent de citer les fréquences mesurées des branches Q avec une précision de 0,1 cm^{-1}. Il en est de même pour les branches Q de $\nu_1 + \nu_4$. Dans ce qui suit, la nomenclature utilisée sera celle de [69], bien qu'il ne soit pas sûr qu'elle soit correcte.

Mme C. Joffrin et M. Nguyen Van Thanh ont entrepris une étude complète de cette région avec un spectrographe à réseau très résolutif (R = 105 000) et muni d'un système d'étalonnage très précis. Dès les première mesures, il est apparu :

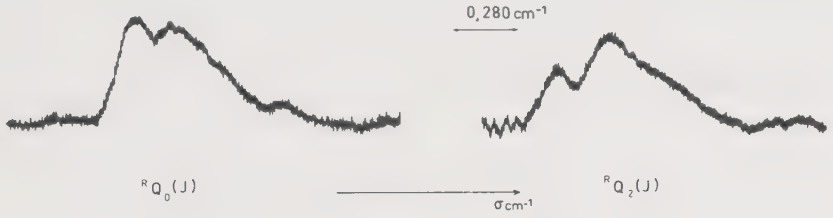
- un désaccord avec les valeurs des fréquences mesurées par Wiggins & al.

- une impossibilité d'expliquer la composante perpendiculaire de $2\nu_4$ à l'aide des constantes rotationnelles déterminées par les auteurs précédents.

- des formes anormales pour un certain nombre de branches Q, (cf. fig. 36) pour lesquelles on pouvait hésiter entre plusieurs interprétations : dans l'une, il s'agissait de raies P(J) et R(J) de sous-bandes voisines qui coïncidaient à peu près avec la branche Q étudiée ; dans une autre, il s'agissait d'une déformation particulière de la branche Q, due à une tête de bande ou à des anomalies d'intensité ; dans une troisième, il s'agissait d'une deuxième branche Q, d'origine inconnue, superposée à la première.

Il était essentiel de lever cette incertitude puisque le dépouillement de la composante perpendiculaire exige la connaissance précise de la fréquence de la raie J = 0 de chaque branche Q, ou, à défaut, de la raie la plus intense de cette branche.

Nous avons abordé l'étude de ce problème à l'aide de l'ensemble Sisam-P. F. On trouvera figure 37 la reproduction d'une des branches Q ainsi étudiées(2). Il s'agit cette fois d'un spectre bien plus étendu que celui du méthane, et on constatera que notre appareil se prête assez bien à de tels travaux ; par contre, il n'est pas question de voir chacune des raies composantes, au nombre d'une centaine ! En ce sens, on peut dire que l'appareil sert ici à étudier *une forme de bande*.



composante ⊥ de la bande $2\upsilon_4$ de ICH_3

Fig. 36

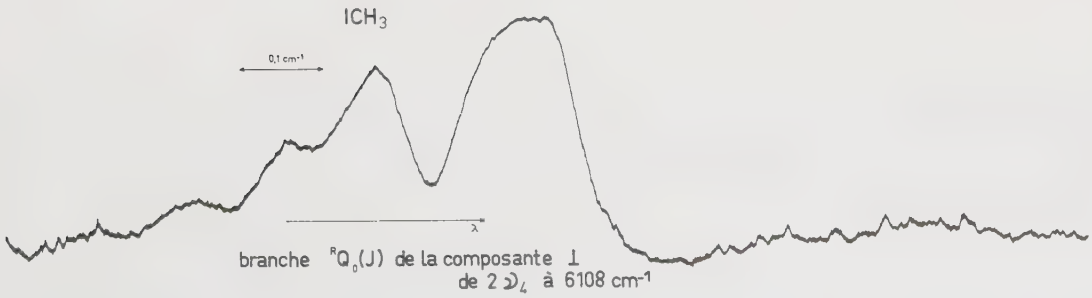


Fig. 37

---

(1) Le lecteur trouvera à l'annexe F les éléments de théorie nécessaires pour la lecture de ce paragraphe.

(2) On remarquera que les figures 36 et 37 correspondent à des balayages de sens opposés.

Un tel spectre montre immédiatement :

- que la branche Q ne s'étend que sur 0,7 cm^{-1} environ. Le spectrographe à réseau ne permettait pas d'être aussi affirmatif, à cause de son faible rapport Signal / Bruit : l'extrémité de la branche Q aurait pu être noyée dans le bruit.

- que le "creux" dans la forme de la bande était tout à fait réel, puisqu'il descendait presque à l'absorption 0. En plus, on devine d'autres creux.

En faisant des spectres avec des pressions plus élevées d'iodure de méthyle, et en explorant les régions situées en deçà et au delà de la branche Q étudiée, on voit qu'on peut négliger presque complètement l'influence des raies P(J) et R(J) des sous-branches voisines : en effet, si elles étaient la cause de la déformation de $^{R}Q_{o}$, les raies de la même sous-branche correspondant à des J peu différents apparaîtraient, en dehors de la région de $^{R}Q_{o}$, avec une intensité raisonnable. Or, même avec des pressions importantes ces raies voisines n'apparaissent pas.

L'étude théorique des causes qui expliquent ces formes de raies est en cours, à la fois par Mme C. Joffrin, M. Nguyen Van Than et par l'auteur et sera publiée dès que possible. Au stade actuel de cette étude, il apparaît que certaines *bandes de vibration* apparaîssant dans la région ont été abusivement négligées et jouent un rôle important. Par suite, il est possible que la numérotation des branches Q qui a été faite par [69] sur la base des intensités relatives des différentes branches Q soit à revoir totalement, puisque ces intensités sont faussées par l'existence d'une deuxième série de branches Q étrangères.

Dès le stade actuel, notre appareil permet de connaître avec une précision convenable la position de la raie J = 0 de chaque branche Q, et avec une précision bien meilleure la position des différents "creux" et "bosses" de cette branche. Notons qu'à la limite, la connaissance *parfaite* (avec un bruit nul !) de la forme d'*une seule* branche Q permettrait, si la théorie est correcte, de déterminer la quasi-totalité des constantes rotationnelles de la bande étudiée.

Comme notre appareil est relativement peu commode pour étudier des spectres s'étendant sur plusieurs centaines de cm^{-1} et que, de plus, il ne dispose pas de dispositif d'étalonnage en longueurs d'onde absolues assez précis (cf. § 9-2), nous envisageons de le coupler avec le spectrographe à réseau de résolvance 105 000, auprès duquel il jouera le rôle d'"analyseur de raies" pour expliquer et mesurer les structures fines hors de portée du spectromètre à réseau.

CHAPITRE IX

PROBLÈMES EN SUSPENS ET PERSPECTIVES D'AVENIR

9-1 - NOUVEAU PROCEDE DE MODULATION DU SIGNAL

9-1-1 Nous avons vu que le procédé utilisé pour moduler le signal du SISAM - à savoir l'oscillation de la compensatrice autour d'un axe horizontal - était de mise en oeuvre délicate et était susceptible de déréglages : la position des couteaux doit être choisie avec précision et on doit veiller à ce qu'elle ne varie pas ; de plus, les oscillations de la compensatrice ne donnent pas "naturellement" la loi $\delta = v.t$ demandée, ce qui exige un système d'entretien et en plus des systèmes de régulation et de contrôle.

Aussi, nous nous proposons d'essayer un procédé tout à fait différent, et dont la réalisation est en cours : il s'agit de faire varier l'épaisseur de la compensatrice par un système de deux prismes de même angle, dont l'un est fixe et l'autre mobile (figure 38).

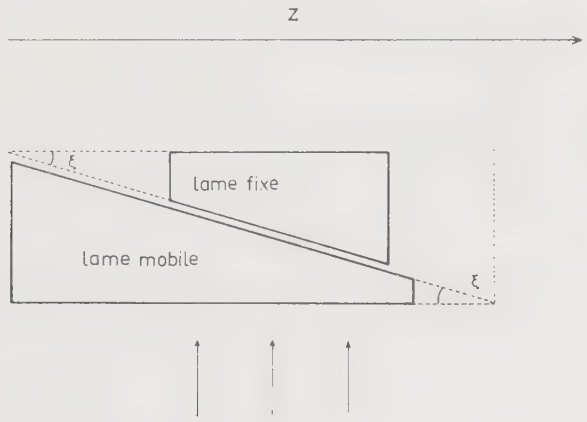


Fig. 38

On voit aisément que l'épaisseur de verre traversée est $e' = z.\mathrm{tg}\,\xi$ où z représente la distance, à un instant donné, des arêtes des prismes et ξ leur angle commun. Cette épaisseur traversée est la même sur toute l'étendue de la lame fixe et varie *linéairement* avec z. Autrement dit, pour obtenir la loi $\delta = v.t$, il suffit que la lame mobile ait un mouvement aller-retour *à vitesse constante*, ce qui semble assez facilement réalisable.

9-1-2. Ordres de grandeur :

Pour des raisons de commodité, nous serons probablement amené à prendre le plan de cette nouvelle compensatrice normal au rayon moyen (c'est-à-dire parallèle au plan yOz, suivant les conventions de l'annexe A).

La différence de marche introduite par la compensatrice sera alors :

$$\delta = 2(n - 1)\, e' = 2(n - 1).\, z.\, \mathrm{tg}\,\xi$$

Si z est une fonction linéaire du temps, du type

$$z = w.t + C^{te} \qquad \text{(IX-1)}$$

on obtient une loi $\delta = v.t$ avec

$$v = 2(n-1).w.\operatorname{tg}\xi \qquad \text{(IX-2)}$$

Or, nous désirons obtenir une fréquence électrique N = 125 Hz, ce qui, d'après la relation (I-8) entraîne

$$2(n-1).w.\operatorname{tg}\xi = N/\sigma \qquad \text{(IX-3)}$$

Comme n est voisin de 1,5 et σ reste compris entre 3 000 et 10 000 cm^{-1}, on voit que la quantité $w.\operatorname{tg}\xi$ doit pouvoir prendre des valeurs comprises entre 0,0125 et 0,042 cm/s.

D'autre part, le nombre de périodes du signal pendant un aller de la lame est donné par :

$$n_1 = N.\Delta t \qquad \text{(IX-4)}$$

où Δt représente la durée d'un *aller* de la lame, c'est-à-dire une demi-période. Il est souhaitable que n_1 soit le plus grand possible, de préférence bien supérieur à 100 (cf. § 3-4-2). Il s'ensuit que Δt doit être le plus grand possible.

Or, l'amplitude Δz de la course de la lame mobile est limitée par les empêchements stériques et la difficulté de polir correctement une lame de grandes dimensions. On peut admettre que la lame fixe aura 13 cm et la lame mobile 19 cm, d'où, au mieux, $\Delta z = 6$ cm.

Comme $\Delta z = w.\Delta t$, la condition $n_1 \geqslant 100$ entraîne

$$w \leqslant N.\Delta z/100 \qquad \text{(IX-5)}$$

ce qui donne pour N = 125 Hz et z = 6 cm,

$$w \leqslant 7{,}5 \text{ cm/s}$$

On voit qu'il s'agit de vitesses relativement lentes. Cette condition pour w jointe aux conditions pour le produit $w.\operatorname{tg}\xi$ entraîne.

$$\operatorname{tg}\xi > 0{,}0055$$

On a donc intérêt à prendre des valeurs de ξ assez élevées, puisque, d'une part, cela facilitera le polissage, d'autre part, le nombre n_1 en sera plus élevé.

Finalement, notre choix s'est arrêté sur les valeurs suivantes :

Lame fixe : longueur 127 mm, bases du trapèze 12,5 et 3,6 mm,

Lame mobile : longueur 187, bases 17,6 et 4,5 mm, Angle $\xi = 4°$,

w compris entre 0,018 et 0,06 cm/s selon le domaine spectral,

Δt compris entre 100 et 333 s. selon le domaine spectral,

n_1 compris entre 12 500 et 42 000 selon le domaine spectral.

Si Δt se révélait trop grand, il serait évidemment possible de réduire la course de la lame mobile, ce qui nous est permis par les très grandes valeurs de n_1.

9-1-3. Réalisation du mouvement de la lame :

Il semble relativement facile de réaliser un mouvement de la lame à vitesse constante : il suffit pour cela d'un moteur synchrone et d'une came d'Archimède transformant le mouvement de rotation uniforme en mouvement de translation uniforme ; la came doit être dessinée de manière à éviter un à-coup à chaque extrémité de la course de la lame : encore faut-il songer qu'un régime transitoire survenant toutes les 100 à 333 s. n'aurait pas la gravité que peut avoir l'actuel bruit de modulation qui a une fréquence de l'ordre de Hertz.

Il faut toutefois que les frottements soient très faibles pour que la vitesse w reste constante, ce qui exige une glissière de qualité et un moteur relativement puissant.

La condition la plus délicate à remplir semble être que w doit varier avec le nombre d'ondes σ de la région explorée, comme l'indique (IX-3). Il est nécessaire d'avoir une variation *continue* de w. Ceci semble possible en utilisant un moteur synchrone dont la vitesse puisse être commandée par la fréquence variable d'un oscillateur électronique. Il est évidemment possible, si un tel moteur ne permet pas d'aller de 3 000 à 10 000 cm^{-1}, ce qui exige pour w des variations dans un rapport de 1 à 3,3, d'utiliser plusieurs moteurs, ou encore plusieurs engrenages pour différentes régions spectrales.

9-1-4. Conditions à remplir :

Planéité des lames :

Nous avons vu (§ 2-7) que la compensatrice actuelle était polie à $\lambda/5$ dans le visible. Il en résulte que chacune des lames de la nouvelle compensatrice doit être polie à $\lambda/10$ pour obtenir le même résultat. Il faut toutefois signaler qu'en raison de l'apodisation en losange du Sisam, cette condition de poli ne doit être remplie que par une zone rhomboïdale au centre de la lame fixe et par une zone également réduite sur la lame mobile : par suite, ces conditions, qui pouvaient sembler draconiennes, le sont, en réalité, un peu moins.

Egalité des angles des deux prismes :

Pour un rayon tombant en un point donné de la compensatrice, la loi de variation de l'épaisseur traversée en fonction du temps ne dépend que de la valeur de ξ pour la lame mobile (équation IX-2). Une éventuelle inégalité de ξ et de ξ' n'a donc aucune influence sur la variation de δ en fonction du temps.

Par contre, si $\xi \neq \xi'$, la différence de marche introduite par la compensatrice ne serait pas la même en tous les points de celle-ci. L'écart entre les différences de marche aux deux extrémités de la compensatrice est alors égal à $2.l.n.(\xi' - \xi)$ ou l est la largeur utile de la compensatrice. Si on désire que cet écart ne dépasse pas $\lambda/5$ dans le visible, on trouve, en prenant $l = 125$ mm, la condition $\xi' - \xi < 2,7.10^{-7}$ radians : cette condition semble extrêmement difficile à réaliser.

Parallélisme des faces correspondantes des deux prismes :

Si les deux angles ξ et ξ' sont égaux, mais que les faces correspondantes des deux lames ne sont pas parallèles, le résultat est voisin du cas précédent : on peut cependant penser qu'une telle situation peut être supprimée par des réglages en lumière visible.

Existence simultanée des deux effets précédents :

Le calcul montre alors qu'au second ordre près la variation de différence de marche entre des rayons tombant aux deux extrémités de la compensatrice vaut $2.l.[(\varepsilon_o + n(\xi - \xi')]$. Sous cette forme, il apparaît que cette quantité peut être annulée, au second ordre près, si l'on prend :

$$\varepsilon_o = n(\xi' - \xi) \qquad \text{(IX-6)}$$

En somme, si les angles des deux prismes ne sont pas parfaitement égaux, il suffit de les incliner l'un par rapport à l'autre d'un angle convenable pour compenser en grande partie ce défaut. Un tel réglage peut très bien se faire en lumière visible.

Remarquons cependant que, même si la condition (IX-6) est vérifiée, l'ensemble ne se comporte pas comme une lame à faces parallèles mais introduit une déviation des rayons égale à $(n - 1)(\xi - \xi')$. Une telle déviation n'est pas gênante, puisqu'il suffit de tourner, en bloc, toute la compensatrice pour la rattraper, une fois pour toutes.

9-1-5. Conclusion :

S'il est actuellement trop tôt pour préjuger du succès d'un tel dispositif, ses avantages théoriques sont cependant si séduisants qu'il mérite d'être essayé.

9-1-6. Autre procédé :

Si ce procédé ne donne pas entière satisfaction, nous envisagerons, en conservant le système actuel, de l'asservir complètement. Pour cela la compensatrice oscillante sera munie d'un rotor se déplaçant dans le champ d'un stator où circulera un courant dépendant de la fréquence du signal

optique. Dans ces conditions, on peut envisager de faire osciller la lame, non plus de ±1°, mais de ±10°, ce qui diminuera l'importance des régimes transitoires.

9-2 - PROBLEMES D'ETALONNAGE : ETALONNAGE DU SISAM SEUL

Dans les chapitres précédents, nous avons très peu traité des problèmes d'étalonnage, aussi bien en ce qui concerne le Sisam utilisé seul que l'ensemble Sisam-P. F.

Ces problèmes ne sont en effet, pour l'instant, que partiellement résolus : nous allons exposer l'état de la question en commençant par le Sisam utilisé seul.

9-2-1 La première méthode qui vient à l'esprit consiste à utiliser le compte-tours : ceci postule la linéarité de la relation longueur d'onde-nombre de tours et surtout la parfaite reproductibilité des phénomènes.

La reproductibilité dépend des précautions qu'on prend en mettant en marche les moteurs et en embrayant de façon à rattraper correctement les jeux : des expériences faites avec le moteur très lent montrent que dans de bonnes conditions, une raie donnée correspond toujours à la même position du compte-tours, à environ ±0,08 tours près, soit à ±0,05 cm^{-1} près. Ceci est largement suffisant pour permettre de refaire plusieurs fois le même spectre (avec ou sans P. F.) sans ambiguïté.

Par contre, la linéarité n'est pas suffisante pour mesurer la distance de deux raies très distantes (plusieurs centaines de cm^{-1}) à mieux de 1 à 2 ‰ près.

L'utilisation du compte-tours permet donc un repérage convenable, un étalonnage relatif - d'une raie par rapport à une raie proche - médiocre, mais n'est guère utilisable pour des étalonnages absolus (par rapport à des raies étalons).

9-2-2 On peut songer à transposer la méthode maintenant classique utilisée pour les spectromètres à réseau [37] : on dispose de 3 sources lumineuses et de 3 récepteurs. La première paire est constituée par une lampe donnant un spectre continu et une cellule photoconductrice pour l'infrarouge : la lumière correspondante est modulée, passe dans la cuve d'absorption et le signal donné par la cellule est amplifié par un amplificateur puis enregistré.

La deuxième paire est constituée par une lampe donnant un spectre continu et un photomultiplicateur travaillant dans le visible : la lumière correspondante, qui n'est pas nécessairement modulée, traverse un P. F. conçu pour le visible. Le signal donné par le photomultiplicateur est directement envoyé à une autre plume de l'enregistreur, sans amplification.

La troisième paire est constituée par un arc donnant des raies très fines (Hg, Ne ...) et un photomultiplicateur travaillant lui aussi dans le visible ; la lumière n'est pas modulée ; le signal non amplifié peut être envoyé à la demande sur la première plume, en lieu et place du spectre d'absorption.

Les trois types de rayons lumineux traversent évidemment le spectromètre, si possible au même endroit, et sont filtrés par les mêmes fentes.

Le processus est alors le suivant : on enregistre d'abord 2 raies d'émission et le spectre cannelé du P. F., d'où une valeur de l'interfrange ; puis on détermine la distance, exprimée en interfranges du P. F., entre une raie d'émission, observée dans le $k^{ième}$ ordre du réseau et la raie d'absorption, observée, disons, dans le 1^{er} ordre.

Un tel procédé n'est pas directement transposable ici. En effet, si, par un artifice quelconque, les deux types de rayons tombant sur des photomultiplicateurs ne traversaient pas la compensatrice et n'étaient pas modulés, il en résulterait que pour ces rayons, le Sisam serait un spectromètre de très faible résolvance, déterminée uniquement par son trou d'entrée ou de sortie (cf. § 1-6).

Si, par contre, ces rayons étaient modulés par la compensatrice, la résolvance ne pourrait être obtenue qu'en utilisant un filtre centré sur la fréquence de modulation (soit k fois 125 Hz), c'est-à-dire un amplificateur même sommaire pour chacun de ces signaux.

De plus, Connes a montré ([22] § IV-3) que l'utilisation du Sisam n'est pas avantageuse dans le visible avec les récepteurs classiques dans cette région, car la lumière non modulée contribue à augmenter le bruit.

Donc, si l'on voulait transposer pour le Sisam le dispositif classique d'étalonnage, il faudrait soit utiliser des raies du spectre visible et un P. F. conçu pour le visible, mais avec des récepteurs genre Sulfure de Plomb, qui sont très mal adaptés à cette région, soit des raies infrarouges et un P. F. pour l'infrarouge[1]. Dans les deux cas, il faudrait deux amplificateurs supplémentaires centrés sur les fréquences convenables. Le dispositif est donc beaucoup moins commode que pour un spectromètre classique.

A cela il faut ajouter que la forme circulaire du diaphragme du Sisam est ici plutôt un inconvénient : il n'est pas possible de décaler les faisceaux lumineux en hauteur, comme pour un spectromètre classique, et il faut utiliser des diaphragmes annulaires. De plus, nous avons vu qu'avec le système actuel d'oscillation de la compensatrice, il y a déjà un faisceau "référence" qui sert à réguler la compensatrice ; la place est donc mesurée pour utiliser d'autres faisceaux auxiliaires. A l'avenir, si le système décrit au § 9-1 donne satisfaction, le faisceau "référence" pourra alors servir à d'autres usages.

9-2-3 Un autre procédé auquel on peut songer est le suivant : le réseau actuel étant remplacé par un réseau ayant k fois moins de traits au mm, les spectres étudiés actuellement dans le premier ordre le seront alors dans le kième ordre. Si k est assez élevé, il est probable qu'on trouve, pour la même position des réseaux un autre spectre, bien connu (HCl, CO...) dans l'ordre k'. Dans ces conditions, on peut, en plaçant une cuve de HCl ou de CO... sur le trajet, obtenir sur le même enregistrement des morceaux du spectre étudié et du spectre de référence, ce qui facilite considérablement l'étalonnage.

Dans le cas du Sisam, on peut concevoir deux procédés pour avoir l'un ou l'autre spectre au choix :

- on pourrait disposer de deux filtres sur l'amplificateur, l'un centré sur 125 Hz, l'autre sur 125. k'/k et échangeables rapidement.

- ou bien, on ne dispose que d'un seul filtre et on modifie très rapidement la vitesse de la compensatrice dans le rapport k/k' de façon à ramener la fréquence électrique à 125 Hz.

Ceci suppose évidemment que le récepteur est sensible à la fois dans la région du spectre étudié et du spectre de référence. Sinon, on prévoira un dispositif optique qui commutera les deux récepteurs nécessaires.

9-3 - ETALONNAGE DE L'ENSEMBLE SISAM-P. F.

9-3-1. Premier procédé : Compte-tours :

On peut songer à utiliser, pour l'étalonnage relatif des spectres, le compte-tours du Sisam. Si le synchronisme des deux spectromètres était parfait ainsi que la linéarité de la relation nombre d'ondes - nombre de tours, cette méthode serait assez commode : il est aisé de pointer le 1/100 de tour (6 mK. environ) et comme 1/100 de tour correspond à 6 s. avec le moteur très lent, il n'est pas absurde d'imaginer des dispositifs de loupe ou de vernier permettant de repérer une longueur d'onde à 1 mK. ou peut être même mieux.

A cela, deux graves objections :

Tout d'abord, le synchronisme peut être relativement imparfait et les spectres peuvent être cependant très corrects. Or, dans ce cas, comme nous l'avons vu au § 7-4-2, le maximum de transmission correspond, non pas au maximum de la fonction d'appareil du Sisam, mais - à très peu près - au maximum de la fonction du P. F. Comme un décalage de 10 à 15 mK. est encore très convenable, en ce qui concerne la forme des spectres, on conçoit que l'étalonnage en utilisant le compte-tours est extrêmement sujet à caution. *Un étalonnage sérieux doit utiliser le P.F. et non le Sisam.*

De plus, comme nous l'avons vu au § 8-2-2, la régularité de rotation des réseaux est loin de permettre un véritable étalonnage à 1 mK. près.

9-3-2. Deuxième procédé : "étalonnage interne".

Supposons le cas, assez exceptionnel, suivant : le spectre étudié comprend, d'une part des raies A et Z assez éloignées, et dont la distance exacte en cm^{-1} est connue par ailleurs, et d'autres

---

(1) C'est ce deuxième procédé qui est actuellement utilisé par J. Vergés [67] sur l'appareil original de P. Connes.

raies B, C... Y plus serrées et qui n'ont pas été séparées par un autre spectrographe. Dans ce cas, la séparation de deux composantes B et C, par exemple, se détermine aisément par interpolation sur l'enregistrement. C'est ce qu'on pourrait appeler un "étalonnage interne du spectre".

Dans un cas très favorable, l'écart de B et de C est 50 à 100 fois moindre que l'écart de A et de Z et par suite la précision sur BC peut être 50 à 100 fois plus grande que celle sur AZ, en prenant toutefois en considération les erreurs de pointé et surtout *les écarts à la linéarité*. Par exemple, si un spectromètre classique a donné AZ à 20 mK. près, BC sera connu à bien mieux que 1 mK.

Si nous ne disposons pas de paire mesurée telle que A et Z, la connaissance des rapports AB / BC, AB / CD... peut, quelquefois, présenter un intérêt.

Cependant, la linéarité du balayage en pression n'est généralement pas suffisante pour qu'on puisse faire reposer sur elle la totalité de la mesure. On sera donc amené à utiliser des repérages auxiliaires, par exemple des mesures de pression à intervalles réguliers, suivant une des méthodes décrites ci-après.

C'est cette méthode d'étalonnage interne que nous avons utilisée dans les spectres décrits en 8-3, les raies A et Z étant constituées par des composantes de Q(9) et de Q(10), visibles sur le même spectre et distantes de 1,2 cm^{-1} environ.

Il est toutefois clair que cette méthode n'est applicable que si A et Z ont leur sommet à la même longueur d'onde dans le spectromètre classique moyennement dispersif et dans notre appareil : ceci suppose que A et Z ont une structure simple et une forme symétrique, de sorte que les changements de pression (dans la cuve d'absorption) et de fonctions d'appareil quand on passe d'un spectromètre à l'autre ne modifient pas d'une manière appréciable la position du sommet de la raie.

Le domaine d'utilisation de cette méthode, et peut-être même sa précision, seraient améliorés si la variation de pression totale dans le P. F. était, non plus de 1 atm. mais de plusieurs atmosphères. En effet, la probabilité de rencontrer des raies A et Z connues en serait augmentée. Ceci plaide en faveur d'une augmentation du domaine de balayage de pression, dont nous parlerons au paragraphe 9-4-3.

Notons que cette méthode ne suppose rien sur la pureté du gaz servant au balayage, ni sur sa température, si ce n'est qu'elles ne varient pas au cours d'une expérience.

9-3-3. Méthode par mesures de pressions.

Remarques préliminaires :

Si la pression à l'intérieur du P. F. est parfaitement connue à chaque instant et si la variation de l'indice du gaz avec la pression, pour la longueur d'onde étudiée, est bien connue, les considérations développées en 8-1-2 permettent de connaître avec précision les variations de longueur d'onde pendant l'expérience.

A cette affirmation, il faut apporter les aménagements suivants :

a) Ceci suppose que l'indice du gaz est connu avec précision dans la région spectrale étudiée. Or, à part l'air "standard", peu de gaz ont fait l'objet d'une étude systématique de leur indice, en particulier dans l'Infra-rouge.

Par exemple, pour l'azote, il n'existe, à notre connaissance de mesures que dans l'ultraviolet et le visible d'une part, [47] [25] [51], dans les micro-ondes d'autre part [32] [30] [29] [46]. Or, la référence [47] donne une formule théoriquement valable dans le visible seulement, pour calculer l'indice :

$$n - 1 = \frac{39,5345.10^5}{152,274.10^8 - \sigma^2} + \frac{8,3734.10^5}{240,651.10^8 - \sigma^2}$$

Nous avons comparé (Tableau IX-1) les valeurs que donne cette formule avec les valeurs expérimentales, non seulement pour le visible, où elle est légitime, mais aussi pour les micro-ondes.

Le tableau IX-1 montre que l'accord est, en fait, bien meilleur dans la région des micro-ondes que dans le visible. Comme l'azote ne présente aucune bande d'absorption dans l'Infrarouge, il ne semble pas déraisonnable de calculer son indice par la formule de Koch précitée. On peut penser que l'erreur ne dépassera pas 6 ou 7 unités sur 3 000, soit une erreur relative de l'ordre de 2 ‰.

Tableau IX-1

Indice de l'Azote dans diverses régions spectrales

Fréquence ou longueur d'onde	Référence	$(n-1).10^7$ mesuré	calculé (formule de Koch)	Différence calc. - mes.
4 471 Å	[51] (1)	3 012	3 025	12
4 713	"	3 004	3 017	13
4 922	"	2 997	3 011	14
5 016	"	2 994	3 008	14
5 876	"	2 978	2 990	12
6 678	"	2 969	2 980	11
4 860 Å	[25]	3 005 ±1	3 012	5
5 890	"	2 983 ±1	2 990	7
6 560	"	2 973	2 982	9
72 000 MHz	[32]	2 940,5 ±1,1	2 944,22	3,7
24 000 MHz	[30]	2 941 ±1	"	3,2
9 200 MHz	[29]	2 941 ±1	"	3,2
3 360 MHz	[46]	2 944,7 ±2	"	-0,5

b) Ceci suppose que le gaz utilisé par nous est identique en composition à celui qui a servi aux mesures d'indice ; cette condition est très délicate à remplir pour l'air "standard" (qui en plus présente des bandes d'absorption, donc des anomalies d'indice dans l'infrarouge) mais bien moins pour l'azote. Il semble toutefois souhaitable d'utiliser un azote commercial très pur et non la qualité ordinaire ; un desséchage semble aussi souhaitable. On peut calculer que la présence de 1 % d'oxygène dans l'azote, par exemple, modifie de 1 ‰ la valeur de n - 1 ; la même proportion de CO_2 donne une modification de 0,5 %.

c) Les corrections de température nécessaires pour utiliser les mesures d'indice publiées exigent d'une part que le gaz soit parfait (ce qui est certainement exact si l'on passe de 0°C ou de 15°C à 24°C), et surtout que la température du gaz soit bien connue au cours de l'expérience. Or, si la température de la pièce est bien connue, la température du gaz - qui vient de subir une détente - l'est bien moins. Or, une erreur de 1°C sur la température cause une erreur de plus de 3 ‰ sur n - 1.

d) Autres causes mineures : c'est probablement une approximation de considérer que la densité d'un gaz est proportionnelle à sa pression entre quelques Torr et 1 Atm. Cette approximation est peut-être susceptible d'être gênante si on dépasse 1 atm. De toute façon, le calcul de la correction à apporter est possible.

Méthodes de mesure :

Une fois résolues les questions précédentes, on est en mesure de déterminer avec précision le nombre de mK. correspondant à une certaine variation de pression. Il reste à déterminer cette pression.

Les manomètres et baromètres enregistreurs commerciaux sont nettement insuffisants pour ce faire : ils donnent une précision absolue égale à environ 1 % de l'étendue de mesure, soit 8 Torrs pour une variation de 0 à 760 Torrs (N.B. Dans la région étudiée, 1 Torr correspond à environ 2 mK.).

Le manomètre à mercure donnera aisément des indications plus précises, mais il n'est pas possible de suivre la pression à tout instant : on peut seulement repérer le passage du niveau du mercure à des positions prévues à l'avance ; par exemple, on peut utiliser un cathétomètre et no-

---

(1) Les valeurs données par la réf. [51] ont été ramenées à 0°C et 760 Torr.

ter l'instant où le niveau atteint l'horizontale du réticule du cathétomètre ; théoriquement, on peut espérer atteindre le centième de Torr mais cette précision est tout à fait illusoire, non seulement à cause des corrections de température sur la colonne de mercure, mais encore à cause de la rapidité à laquelle la colonne de mercure s'élève : dans nos mesures, environ 0,5 Torr/s.

Une variante consiste à placer dans la colonne un certain nombre de pointes métalliques établissant des contacts électriques lorsque le mercure les atteint. L'intervention humaine étant ainsi éliminée, la rapidité du pointé doit en être améliorée.

De toute façon, il semble que l'on puisse arriver à déterminer une pression à 0,5 Torr près, c'est-à-dire une fréquence à 1 mK. près. Si l'on désirait une précision supérieure - à supposer que la construction de l'appareil permette d'y songer - il faudrait prévoir une vitesse de balayage des fréquences beaucoup plus réduite. On trouvera, dans la référence [57] d'intéressantes considérations sur ces mesures de fréquences de grande précision : il semble d'ailleurs que ces auteurs utilisent, non pas les mesures d'indices comme nous le suggérons, mais une méthode légèrement différente. Les procédés précédents ont pour inconvénient de ne donner la pression qu'à des instants en nombre fini. Si l'on désire suivre la pression d'une manière continue, on peut adopter un procédé interférométrique, comme celui qui est en usage au Laboratoire Aimé Cotton :

Un interféromètre à deux bras repliés, à l'aide d'un prisme de Kösters, contient deux cuves identiques sur chacun de ses bras : l'une d'elles est vide, l'autre est mise en communication avec l'enceinte contenant le P. F. ; l'interféromètre est éclairé par une raie monochromatique, même large, du spectre visible et la lumière est recueillie par un photomultiplicateur ; lorsque la pression varie dans le P. F., on enregistre ainsi un grand nombre de franges : par exemple, si les bras ont 30 cm de long et qu'on utilise une raie de 5000 Å, une variation de pression de 1 atm. permettra d'enregistrer environ 340 franges. Si ces franges sont suffisamment contrastées, on pourra repérer aisément 1/20 de frange, ce qui correspond à 0,1 Torr ou encore 0,2 mK. On dispose ainsi d'une échelle de pressions très commode et qui jouera le même rôle que le spectre cannelé utilisé avec des spectromètres à réseau (cf. § 9-2-2). Il suffira d'avoir mesuré une fois la valeur d'une frange exprimée en Torrs pour connaître la correspondance. Remarquons que par cette méthode, on peut se dispenser d'avoir une variation de pression parfaitement linéaire en fonction du temps, bien que des écarts trop importants compromettent le synchronisme du P. F. et du Sisam.

9-3-4 -Méthodes n'utilisant pas la connaissance de l'indice du gaz :

Si l'indice du gaz est connu de manière trop imprécise, on peut procéder de la manière suivante :

- Mesure approchée de l'épaisseur du P. F.

- Mesure plus précise de cette épaisseur dans le visible par les procédés classiques (méthode des excédents fractionnaires). Cette valeur est très voisine de l'épaisseur du P. F. dans l'infrarouge, mais on sait qu'on ne peut considérer ces deux valeurs comme égales, en particulier en raison des changements de phase à la réflexion.

- Mesure précise de l'épaisseur dans le domaine de travail : pour cela, on peut déterminer l'excédent fractionnaire pour deux raies d'émission assez proches situées dans le domaine de longueur d'ondes où l'on travaille. Pour déterminer cet excédent fractionnaire, il suffit de produire un spectre cannelé en faisant varier la pression dans le P. F. Une fois connue l'épaisseur, on en déduit immédiatement la valeur de l'interfrange exprimée en cm^{-1}.

En effectuant simultanément une rentrée de gaz dans le P. F. et dans l'interféromètre à bras repliés précédemment décrit, on pourra déterminer le rapport entre leurs interfranges. Comme les franges du P. F. sont en petit nombre et mal contrastées, il sera nécessaire, si l'on désire une bonne précision sur ce rapport, de faire une rentrée de gaz bien plus lente que dans l'utilisation normale : si 1 atm. correspond à 7 franges du P. F. et qu'on réussit à repérer 1/100 de frange, on peut espérer connaître à 2 ‰ près la valeur de l'interfrange de l'interféromètre à bras repliés, exprimée en cm^{-1}.

Il ne faut toutefois pas se cacher que les mesures d'épaisseur du P. F., que ce soit dans le visible ou dans l'infrarouge, risquent d'être assez délicates.

9-3-5. Etalonnages absolus :

La détermination directe des longueurs d'onde absolues des raies d'absorption avec l'ensemble P. F. -Sisam est assez difficile. Cette détermination est déjà très délicate pour des raies d'émission où l'on peut se contenter de laisser le prémonochromateur à une position fixe (cf. § 6-3). En spectroscopie d'absorption, il est nécessaire que le prémonochromateur soit très soigneusement centré

sur la raie à mesurer [57]. De plus, les raies étalons étant pour la plupart dans le visible, il se pose le problème classique de l'épaisseur du P. F. qui "varie" avec la longueur d'onde, à cause du changement de phase sur les couches réflectrices.

Au stade actuel, il semble plus raisonnable de faire des étalonnages absolus sur quelques raies soit par le Sisam seul, soit par un autre spectromètre à réseau et de déterminer, à l'aide de l'ensemble Sisam-P. F. les distances précises des raies à ces étalons intermédiaires. Dans un spectre de vibration-rotation, ceci revient à avoir une excellente précision sur la structure rotationnelle et une précision moindre sur les fréquences de vibration.

9-4 - AUTRES PERFECTIONNEMENTS POSSIBLES

9-4-1. Augmentation de la résolution.

Si nous remplaçons le trou de sortie de diamètre d = 3 mm par un trou plus petit, par exemple d = 2,5 mm, le pouvoir de résolution peut être amélioré de manière sensible, alors que la luminosité ne sera diminuée que dans un rapport de l'ordre de $(2,5/3)^2 = 0,70$. Comme le rapport Signal / Bruit était de l'ordre de 15 à 16, cette perte de luminosité est encore acceptable. Ce diamètre correspond à $f = 13$ mK., ce qui d'après nos calculs donnera pour $E(\sigma)$ une largeur à mi-hauteur de 18,17 mK. pour $\mathcal{R} = 0,85$, ou 20,04 mK. pour $\mathcal{R} = 0,82$ (§ 6-2-3), et pour l'ensemble Sisam-P. F. (§ 7-3-2) une largeur à mi-hauteur de 18 à 20 mK. On peut donc s'attendre raisonnablement à une résolvance de l'ordre de 6 000/0,020 = 300 000.

Pour diminuer encore le diamètre du trou, il faudrait obtenir une cellule réceptrice ayant un rapport Signal / Bruit meilleur.

L'augmentation de pouvoir de résolution par utilisation du 2e ordre des réseaux ne semble pas réalisable dans notre cas : en effet, (§ 5-4), dans les régions que nous étudions, ceci se traduirait par une perte de luminosité. Comme de plus, les diamètres des diaphragmes pour le P. F. et pour le Sisam ne seraient pas modifiés (pour une résolvance donnée), il n'y aurait aucun avantage à utiliser le 2e ordre du réseau.

9-4-2. Augmentation du diamètre du P. F.

A l'époque où nous avons commencé notre travail, il n'était guère possible de polir des lames de P. F. de plus de 70 mm de diamètre, ce qui a limité le diamètre des diaphragmes (§ 6-5-3). Il est vraisemblable qu'actuellement, ou dans un avenir proche, il sera possible d'obtenir des lames de 100 à 110 mm de diamètre, ceci d'autant plus que, travaillant avec une finesse réflectrice et une "finesse de diaphragme" de l'ordre de 20, et ceci dans l'infrarouge, nous pouvons nous montrer moins exigeants sur la qualité du poli que les expérimentateurs qui travaillent dans le visible avec des finesses plus élevées. Il faut toutefois signaler qu'il est assez difficile de réaliser des couches réflectrices d'épaisseur uniforme sur des lames de grandes dimensions et qu'on risque ainsi d'obtenir un défaut de courbure des lames une fois revêtues, même si les lames nues ne présentaient pas ce défaut. Il est à remarquer que l'importance de ce défaut est la même quelle que soit la longueur d'onde puisque les couches déposées ont une épaisseur proportionnelle à la longueur d'onde.

D'après (VI-18), il faudra, en conséquence, augmenter la distance focale f_p, ce qui ne pose pas de problème.

L'augmentation de luminosité ainsi obtenue pourra être utilisée, soit pour améliorer le rapport Signal/Bruit si on le juge insuffisant, soit pour augmenter la résolvance globale, ce qu'on peut faire en diminuant le diamètre du diaphragme ou bien en augmentant la finesse réflectrice du P. F.

9-4-3. Augmentation de l'étendue de balayage.

D'après les équations (VIII-3) et (VIII-7), si l'on désire obtenir une étendue de balayage en fréquence plus élevée, on peut soit agir sur C, soit sur ΔP.

Pour agir sur C, il suffit de remplacer l'azote par des *gaz d'indice plus élevé* comme les *fréons*. Nous avons signalé au § 8-1-2 les inconvénients qu'ils présentaient. Toutefois, dès lors qu'il ne s'agit plus de remplir de gaz le Sisam tout entier mais seulement le P. F., la dépense devient plus raisonnable. Il n'est toutefois possible d'utiliser un tel gaz que dans les zones où il ne présente aucune bande d'absorption, ce qui peut être parfois difficile à réaliser : il ne sera probablement pas possible, par exemple, d'étudier des bandes C-F ou C-Cl si l'on utilise un fréon chloré. De plus, il est impossible de connaître l'indice du gaz avec précision, surtout dans des

zones voisines des bandes d'absorption, ce qui interdit d'utiliser la méthode d'étalonnage décrite au § 9-3-3. Par contre, on doit remarquer que ce procédé n'exige pratiquement aucune modification de notre appareillage actuel, ce qui est appréciable.

Pour agir sur ΔP, il suffit de remplacer la cloche du P.F. par une cloche résistant à la pression. Il semble possible, sans autre modification de notre système de balayage, d'explorer un domaine de 5 atmosphères au lieu d'une.

Il est évidemment possible de combiner l'un et l'autre de ces deux procédés, ce qui permettrait de gagner un facteur de l'ordre de 20 sur l'étendue du balayage de fréquences, qui passerait alors de 1,7 cm^{-1} actuellement à une trentaine de cm^{-1}. On peut toutefois se demander si la régularité de rotation des réseaux sera suffisante pour maintenir le synchronisme sur un tel parcours. De plus, à l'heure actuelle, le balayage de 1,7 cm^{-1} s'effectue en une demi-heure environ : il est difficile de prévoir le comportement de notra appareillage, en particulier du Sisam, pendant une durée 20 fois plus grande. Il semble donc souhaitable de n'agir provisoirement que sur l'un *ou* l'autre des deux facteurs qui interviennent.

9-4-4. Autres procédés :

Il est possible d'envisager de remplacer la variation de pression dans le P. F. par un déplacement d'une des lames de ce P. F. Différents procédés sont à l'étude dont l'un utilise les déformations d'une membrane sous l'influence de la pression, cette membrane entraînant une des lames du P. F. ; dans cette méthode, le P. F. reste constamment sous vide, les variations de pression s'effectuant dans une enceinte indépendante. L'intervalle spectral balayé par cette méthode pour une variation de pression de 1 atm. peut être plusieurs fois supérieur à celui qu'on obtient en effectuant cette variation dans le P. F. lui-même.

Enfin, on peut envisager d'autres procédés pour déplacer les fréquences dans le *Sisam* : par exemple, explorer successivement différents anneaux dans le diaphragme de sortie du Sisam, par un dispositif inspiré de "l'Axicon" [49] ou encore effectuer des déplacements très minimes des bras des deux réseaux par un procédé utilisant une capsule manométrique comme nous venons d'un décrire un.

De toute façon, chacun de ces procédés nécessite une étude de longue haleine.

CONCLUSION

Au terme de cette étude, il apparaît opportun de résumer les résultats obtenus et de les comparer aux buts que nous nous étions fixés.

Nous avons d'abord mis au point un Spectromètre du type S. I. S. A. M. bénéficiant de l'expérience du prototype original de P. Connes. Sans que nous puissions encore affirmer que l'appareil, dans son état actuel, peut être mis entre les mains de non-spécialistes, nous pensons cependant que son usage est devenu assez aisé et que nous connaissons les meilleures conditions d'emploi de cet appareil.

Tout en émettant quelques réserves sur la qualité du système de modulation - qu'un système de régulation améliore toutefois considérablement et que nous nous efforcerons de perfectionner ultérieurement - et sur un déréglage thermique - que la mise sous vide élimine -, nous pouvons nous estimer satisfait des performances de l'appareil : facilité de mise en oeuvre, grand domaine d'emploi, relative rapidité d'enregistrement, résolution proche des valeurs limites que permettaient d'atteindre des réseaux de petite dimension et enfin une luminosité considérablement supérieure à celle des spectromètres classiques.

C'est cette dernière qualité qui nous a permis de tenter, avec un certain succès, la réalisation d'un spectromètre de très haute résolvance qui, dans le domaine des spectres d'absorption infrarouges, prend, d'emblée, une place plus qu'honorable.

L'utilisation du Perot-Fabry dans ce domaine semblait, jusqu'à présent, nécessiter comme prémonochromateur un ou deux aûtres P. F. précédés d'un appareil à faible dispersion car l'usage d'un prémonochromateur à réseau, même de grande qualité, conduisait à de grandes difficultés d'adaptation et à un rapport Signal/Bruit insuffisant.

Nous avons démontré, par notre étude, que le Sisam était, lui, parfaitement adapté à servir de prémonochromateur à un Perot-Fabry puisque son étendue est plusieurs fois supérieure à celle des P. F. actuellement réalisables. La synchronisation du balayage de fréquences dans les deux appareils a pu être réalisée, après quelques essais, dans des conditions satisfaisantes, faisant apparaître, non seulement la résolvance souhaitée, mais encore un rapport Signal/Bruit qui rend l'utilisation de l'appareil assez commode. Nous devons toutefois constater que, ni l'étendue du domaine spectral balayé, ni le procédé d'étalonnage ne peuvent encore être considérés comme pleinement satisfaisants, mais nous avons signalé comment ces problèmes semblaient devoir se résoudre.

Les progrès ultérieurs semblent possibles grâce à des lames de P. F. de plus grandes dimensions et des cellules réceptrices de meilleur rapport S/B.

Toutefois, il ne faut pas se cacher que, dans la région considérée, les gains ultérieurs de résolvance risquent d'être assez décevants. En effet, même en réduisant presque à zéro la pression des gaz étudiés, on ne pourra éliminer l'influence de la largeur Doppler des raies, qui, vers 1,6 microns et à température ordinaire peut atteindre 20 mK. pour des gaz légers et ne descend guère au dessous de 6 mK. : c'est donc ce dernier facteur qui limitera la résolvance "pratique". De plus, comme on l'a vu dans le cas de l'iodure de méthyle, les spectres d'absorption de molécules intéressantes comprennent une multitude de raies si voisines et enchevêtrées qu'il est vain de penser pouvoir les séparer.

Il faudra donc, de plus en plus, étudier, avec la meilleure précision possible, la forme des "amas de raies" dont on pourra, par le calcul, déterminer les composantes, pourvu que le rapport S/B des enregistrements soit excellent.

De plus, dans des domaines plus éloignés de l'infrarouge, la limite des largeurs Doppler est encore loin d'être atteinte et des techniques comme celle que nous avons mise au point présenteront pendant longtemps encore un intérêt certain.

BIBLIOGRAPHIE

[1] A. ADEL - Phys. Rev. *71*, 806-808 (1947).

[2] H. C. ALLEN & P. C. CROSS - Molecular Vib-Rotors (John Wiley & Sons) New-York 1963.

[3] A. ANGOT - Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs (Editions de la Revue d'Optique) Paris 1952.

[4] P. ARCAS, C. HAEUSLER, C. JOFFRIN, C. MEYER, NGUYEN VAN THANH & P. BARCHEWITZ Applied Optics, *2*, 909-918 (1963).

[5] V. M. ARKHIPOV - Opt. i Spekt. *12*, 446 (1962), Opt. and Spect. *12*, 246 (1962).

[6] R. BEER & J. RING - Infrared Phys. *1*, 94-103 (1961).

[7] W.S. BENEDICT & L. D. KAPLAN - J. Chem. Phys. *30*, 388-399 (1959).

[8] H. J. BERNSTEIN & G. HERZBERG - J. Chem. Phys. *16*, 30-39 (1948).

[9] M. A. BIONDI - Rev. Sci. Instr. *27*, 36-39 (1956).

[10] J. BLAISE - J. Phys. Rad. *19*, 335-337 (1958).

[11] D. R. J. BOYD & H. C. LONGUET-HIGGINS - Proc. Roy. Soc. *A 213*, 55-73 (1952).

[12] S. BRODERSEN - J. Opt. Soc. Am. *44*, 22-25 (1954).

[13] R. G. BROWN & T. H. EDWARDS - J. Chem. Phys. *37*, 1035-1040 (1962) ; Ibid. *40*, 2740-2741 (1964).

[14] G. BRUHAT - Optique, 4^{e} Ed. revue par A. KASTLER (Masson & C^{ie}), Paris 1954.

[15] C. CANDLER - Modern Interferometers (Hilger & Watts Ltd), Glasgow 1951.

[16] R. CHABBAL - Jl., Recherches CNRS *t.5*, 138-186 (1953).

[17] R. CHABBAL & P. JACQUINOT - Nuovo Cimento *10*, Suppl. 2, 661-669 (1955).

[18] R. CHABBAL - Jl., Recherches CNRS *t.8*, 77-106 (1957).

[19] R. CHABBAL - Thèse Paris 1957 ; Rev. Opt. *37*, 49-103 (1958) ; Ibid. *37*, 336-370 (1958); Ibid. *37*, 501-551 (1958).

[20] R. CHABBAL & P. NOORMAN - J. Phys. Rad. *19*, 371-374 (1958).

[21] R. CHABBAL & P. JACQUINOT - Rev. Opt. *40*, 157-170 (1961).

[22] P. CONNES - Thèse Paris 1957 ; Rev. Opt. *38*, 157-201 (1959) ; Ibid. *38*, 416-446 (1959) ; Ibid. *39*, 402-436 (1960).

[23] P. CONNES - J. Phys. Rad. *19*, 215-222 (1958).

[24] A. H. COOK - in "Symposium n° 11 on Interferometry" National Physical Laboratory (H. M. Stationery Office), Londres 1960.

[25] E. C. CRAVEN - Proc. Phys. Soc. *57*, 97-107 (1945).

[26] R. DUPEYRAT - J. Phys. Rad. *19*, 245 (1948) (Discussion).

[27] H. B. DWIGHT - Mathematical Tables of elementary and some higher mathematical functions (Dover Publications) New-York 1958.

[28] T. H. EDWARDS - J. Opt. Soc. Am. *51*, 98-102 (1961).

[29] L. ESSEN - Proc. Phys. Soc. *B 66*, 189-193 (1953).

[30] L. ESSEN & K. D. FROOME - Proc. Phys. Soc. *B 64*, 862-875 (1951).

[31] K. FOX - J. Mol. Spect. *9*, 381-420 (1962).

[32] K. D. FROOME - Proc. Phys. Soc. *B 68*, 833-835 (1955).

[33] J. E. GEAKE, J. RING & N. J. WOOLF - Mon. Not. R. Astr. Soc. *119*, 616-628 (1959).

[34] W. K. GLASS & A. D. PULLIN - Trans. Farad. Soc. *59*, 25-42 (1963).

[35] R. G. GREENLER - J. Phys. Rad. *19*, 375-378 (1958).

[36] C. HAEUSLER & C. JOFFRIN - Communication privée.

[37] C. HAEUSLER, Y. CORNET & P. BARCHEWITZ - J. Phys. Rad. *21*, 809-818 (1960).

[38] G. & L. HERZBERG - Can. J. Res. *B 27*, 332-338 (1949).

[39] G. HERZBERG - Molecular Spectra & Molecular Structure, II, Polyatomic Molecules, 7e Ed., (Van Nostrand) New-York 1956.

[40] J. HIRSCHBERG - J. Phys. Rad. *19*, 256-259 (1958).

[41] J. HIRCHBERG, R. KADESCH & J. E. MACK - J. Phys. Rad. *19*, 338-339 (1958).

[42] P. JACQUINOT & C. DUFOUR - J1. Recherches CNRS *t.2*, 91-103 (1948).

[43] P. JACQUINOT - J. Opt. Soc. Am. *44*, 761-76 (1954).

[44] P. JACQUINOT & R. CHABBAL - J. Opt. Soc. Am. *46*, 556-557 (1956).

[45] J. H. JAFFE, D. H. RANK & T. A. WIGGINS - J. Opt. Soc. Am. *45*, 636-643 (1955).

[46] W. JASINSKI & J. A. BERRY - Proc. Inst. Elect. Ing. *101*, III, p. 337-342 (1954).

[47] J. KOCH - Arkiv Mat. *8*, n° 20 (1912) ; Ibid. *9*, n° 6 (1913) ; Ibid. *10* n° 1 (1914) ; Ibid. *18* n° 3 (1924) cité par P. G. WILKINSON - J. Opt. Soc. Am. *50*, 1002-1005 (1955).

[48] H. J. KOSTKOWSKI & A. M. BASS - J. Opt. Soc. Am. *46*, 1060-1064 (1956).

[49] J. H. Mc LEOD - J. Opt. Soc. Am. *44*, 592-597 (1954).

[50] J. E. MACK, D. P. Mc NUTT, F. L. ROESLER & R. CHABBAL - Applied Optics, *2*, 873-886 (1963).

[51] A. MICHELS, H. & L. LEBESQUE & S. R. de GROOT - Physica (Pays-Bas) *13*, 337-343 (1947).

[52] K. NAHARI RAO, H. H. NIELSEN & P. E. FRALEY - Applied Optics *2*, 1123-1126 (1963); ibid. *2*, 1127-1131 (1963).

[53] R. PENNDORF - J. Opt. Soc. Am. *47*, 176-182 (1957).

[54] D. H. RANK, H. D. RIX & T. A. WIGGINS - J. Opt. Soc. Am. *43*, 157-162 (1953).

[55] D. H. RANK & J. M. BENNETT - J. Opt. Soc. Am. *45*, 46-50 (1955).

[56] D. H. RANK & J. N. SHEARER - J. Opt. Soc. Am. *46*, 463-464 (1956).

[57] D. H. RANK, J. M. & H. E. BENNETT - J. Opt. Soc. Am. *46*, 477-484 (1956).

[58] D. H. RANK, D. P. EASTMAN, G. SKORINKO & T. A. WIGGINS - J. Mol. Spect. *1*, 78-82 (1960).

[59] D. H. RANK, G. SKORINKO, D. P. EASTMAN, G. D. SAKSENA, T. K. Mc CUBBIN & T. A. WIGGINS - J. Opt. Soc. Am. *50*, 1045-1052 (1960).

[60] S. G. RAUTIAN - Uspekhi Fiz. Nauk *66*, 475-517 (1958), Soviet Physics Usp. *66*, 245-273 (1958).

[61] J. RING - J. Phys. Rad. *19*, 245 (1958) (Discussion).

[62] J. H. RING & N. J. WOOLF - J. Phys. Rad. *19*, 354-357 (1958).

[63] K. S. SESHADRI & R. N. JONES - Spectochim. Acta, *19*, 1013-1085 (1963).

[64] J. N. SHEARER & T. A. WIGGINS - J. Opt. Soc. Am. *45*, 133 (1955).

[65] G. W. STROKE - J. Opt. Soc. Am. *51*, 1321-1339 (1961).

[66] K. P. VASILEVSKII - Opt. i Spekt. *11*, 207-215 (1961), Opt. and Spect. *11*, 109-113 (1961).

[67] J. VERGES - Thèse à paraître.

[68] J. U. WHITE - J. Opt. Soc. Am. *32*, 285-288 (1942).

[69] T. A. WIGGINS, E. R. SHULL & D. H. RANK - J. Chem. Phys. *21*, 1368-1373 (1953).

[70] J. Phys. Rad. (Mars 1958) : compte rendu du colloque de Bellevue (1957).

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 3

PREMIERE PARTIE

Chapître I : LE SISAM : PRINCIPE 5

1-1 Propriétés de l'interféromètre de Michelson 5
1-2 Sisam Théorique 6
1-3 Pieds de la fonction d'appareil et apodisation 7
1-4 Utilisation d'une source étendue : diaphragme 10
1-5 Forme de la fonction d'appareil réelle et résolution 11
1-6 Autres propriétés théoriques du Sisam 15
1-7 Raies parasites 16

Chapître II : DESCRIPTION GENERALE ET PARTIE OPTIQUE DU SISAM 18

2-1 Description générale 18
2-2 Partie optique : vue d'ensemble 18
2-3 Sources 20
2-4 Miroirs 21
2-5 Réseaux 21
2-6 Diaphragmes d'entrée et de sortie 22
2-7 Séparatrice et compensatrice 22
2-8 Cuve à réflexions multiples 23

Chapître III : PARTIE MECANIQUE ET REGLAGES 24

3-1 Système d'entraînement des réseaux 24
3-2 Etude théorique du système d'entraînement 25
3-3 Défauts résultant d'une mauvaise orientation des réseaux par rapport à l'axe de rotation 27
3-4 Méthode de réglage des réseaux 29
3-5 Montage et réglage de la lame compensatrice 30

Chapître IV : PARTIE ELECTRONIQUE DU SISAM 32

4-1 Vue d'ensemble 32
4-2 L'entretien de la compensatrice 32
4-3 Les moyens de contrôle de la fréquence 33
4-4 Régulation du mouvement de la compensatrice 35
4-5 Les amplificateurs 35
4-6 Les cellules photoconductrices 37

Chapître V : PERFORMANCES REALISEES AVEC LE SISAM UTILISE SEUL 39

5-1 Résolution 39
5-2 Rapport Signal / Bruit et luminosité 41

Pages

5-3 Domaines d'utilisation et déréglages divers. 43
5-4 Utilisation du deuxième ordre des réseaux. 44
5-5 Conclusions. 44

DEUXIEME PARTIE

Chapître VI : LE PEROT-FABRY : CONSIDERATIONS GENERALES. 45

6-1 Rappels et notations. 45
6-2 Utilisation du P. F. comme spectromètre. 45
6-3 Choix du prémonochromateur : spectroscopie d'émission. 47
6-4 Utilisation du P. F. en absorption. 48
6-5 Choix d'un prémonochromateur. 51

Chapître VII : LE PEROT-FABRY : REALISATION PRATIQUE. 53

7-1 Description du Perot-Fabry. 53
7-2 Montage du Perot-Fabry. 54
7-3 Fonction d'appareil. 54
7-4 Le problème du synchronisme. 55

Chapître VIII : EXPERIENCES AVEC L'ENSEMBLE SISAM-P. F. 58

8-1 Première série d'expériences : le balayage synchronisé en pression. 58
8-2 Deuxième série d'expériences. 60
8-3 Spectres obtenus : spectres du méthane. 62
8-4 Spectres de l'iodure de méthyle. 64

Chapître IX : PROBLEMES EN SUSPENS ET PERSPECTIVES D'AVENIR. 67

9-1 Nouveau procédé de modulation du signal. 67
9-2 Problèmes d'étalonnages : étalonnage du Sisam seul. 70
9-3 Etalonnage de l'ensemble Sisam-P. F. 71
9-4 Autres perfectionnements possibles. 75

CONCLUSION. 77

BIBLIOGRAPHIE. 79

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

DETERMINATION DES DISTANCES INTRAMOLECULAIRES A PARTIR DES CONSTANTES ROTATIONNELLES

Vu et approuvé :
Paris, le 3 Février 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu :
et Permis d'Imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris :
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 84
1965